

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени А. А. ЖДАНОВА

М. И. ПУДОВКИН, О. М. РАСПОПОВ, Н. Г. КЛЕЙМЕНОВА

ВОЗМУЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Часть I

ПОЛЯРНЫЕ МАГНИТНЫЕ
ВОЗМУЩЕНИЯ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
ЛЕНИНГРАД
1975

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Ленинградского университета*

Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. I. Полярные магнитные возмущения. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1975. 220 с.

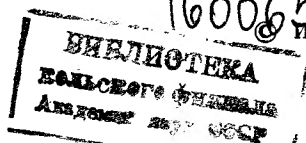
В монографии обсуждаются физические процессы в магнитосфере Земли, приводящие к ускорению и высыпанию авроральной плазмы: генерация электрических полей в магнитосфере, конвекция авроральной плазмы и диффузия частиц по pitch-углам; рассматривается распределение электрических полей в ионосфере и делается вывод о существенной роли атмосферного динамо в процессе генерации электрических полей полярной бури.

Книга предназначена для геофизиков — специалистов в области переменного магнитного поля Земли и физики магнитосферы и может быть использована как учебное пособие по курсу физики магнитосферы. Библпогр. 330 назв. Ил. 102. Табл. 3.

Рецензенты: канд. физ.-мат. наук *А. И. Оль*, канд. физ.-мат. наук *Ю. А. Копытенко*.

П 20407-081 101-75
076(02)-75

1600065



Издательство Ленинградского университета, 1975

Предисловие	4
Основные обозначения	7
Глава I. Строение магнитосферы	
§ 1. Основные области локализации авроральной плазмы . . .	10
§ 2. Интенсивность и конфигурация геомагнитного поля . . .	12
§ 3. Влияние различных параметров солнечного ветра на состояние магнитосферы	20
Глава II. Физические процессы в магнитосфере Земли	
§ 1. Механизм генерации электрических полей в магнитосфере (основные гипотезы)	32
§ 2. Теория пересоединения силовых линий магнитного поля . . .	37
§ 3. Гидромагнитное обтекание трехмерной полости	51
§ 4. Конвекция магнитосферной плазмы	60
§ 5. Взаимодействие заряженных частиц с волнами и их динамика в пространстве питч-углов	75
Глава III. Морфология геомагнитных возмущений	
§ 1. Токовая система возмущений $DP1$	100
§ 2. Токовая система возмущений $DP2$	115
§ 3. Магнитные возмущения в приполюсной области ($DP3$) . . .	123
Глава IV. Электрические поля и токи в ионосфере Земли	
§ 1. Электрические поля ионосферного происхождения	127
§ 2. Типы токовых систем $DP1$	142
§ 3. Методы измерения электрического поля в ионосфере	147
§ 4. Результаты измерений электрических полей и продольных токов в ионосфере	152
§ 5. Анализ моделей токовых систем $DP1$	168
Глава V. Динамо-теория геомагнитных возмущений	
§ 1. Методика наблюдения ионосферных ветров	174
§ 2. Система ионосферных ветров в высоких широтах	178
§ 3. Связь геомагнитных возмущений с ионосферными дрейфами . . .	182
§ 4. Анализ динамо-теории магнитных возмущений	187
Глава VI. Энергетический баланс магнитной бури	
Заключение	201
Указатель литературы	203
Предметный указатель	218

ПРЕДИСЛОВИЕ

Земля и Космическое Пространство. По представлениям, складывавшимся веками, эти два понятия казались двумя предельными и противоположными формами существования физических сред: Земля, равно как и другие планеты и звезды, представляющая собой сгусток материи со всем комплексом протекающих в ней физических явлений, и Космическое Пространство, заполненное электромагнитными и гравитационными полями и отдельными не взаимодействующими друг с другом частицами космических лучей. При этом предполагалось, что лишь тонкий слой атмосферы отделяет нас от космоса.

Однако первые же наблюдения, выполненные непосредственно в космическом пространстве, показали явную ошибочность этих представлений. Прежде всего оказалось, что межпланетное пространство заполнено чрезвычайно активной средой — плазмой солнечного ветра. Во-вторых, выяснилось, что, помимо атмосферы, Земля обладает еще одной, значительно более протяженной оболочкой — магнитосферой, препятствующей непосредственному проникновению солнечного ветра в верхние слои атмосферы. При этом, несмотря на крайнюю разреженность среды в магнитосфере, именно магнитосфера и происходящие в ней физические процессы определяют развитие таких интенсивных и в целом достаточно мощных явлений, как магнитные бури и полярные сияния.

Таким образом, исследование физики магнитосферы имеет не только чисто научный академический интерес, но необходимо также и с практической точки зрения, поскольку позволяет понять и предсказать развитие явлений в ионосфере и атмосфере Земли, оказывающих непосредственное влияние на жизнедеятельность человека.

Как известно, само существование магнитосферы определяется взаимодействием плазмы солнечного ветра с магнитным полем Земли. В связи с этим любое изменение параметров солнечного

ветра и связанное с ним изменение параметров магнитосферы прежде всего сказывается на электромагнитном поле Земли. Таким образом, наблюдая вариации геомагнитного поля, можно непрерывно следить за состоянием самых различных областей магнитосферы, а также судить о состоянии ионосферы и частично нейтральной атмосферы.

Исследованию возмущений электромагнитного поля Земли и посвящена предлагаемая монография.

В первой части этой работы рассмотрены процессы, связанные в основном с развитием полярных магнитных возмущений: генерация электрических полей в магнитосфере, крупномасштабная конвекция магнитосферной плазмы, диффузия частиц в пространстве питч-углов и их высыпание в верхнюю атмосферу, токовые системы геомагнитных возмущений, распределение и генерация электрических полей в ионосфере.

В основу этой части работы, подготовленной к печати М. И. Пудовкиным, положены соответствующие главы из курса лекций по физике магнитосферы, читаемого им на физическом факультете Ленинградского университета. Учитывая, что некоторые из явлений, связанных с развитием магнитной бури, достаточно подробно рассмотрены в вышедшей недавно монографии С. И. Исаева и М. И. Пудовкина «Полярные сияния и физические процессы в магнитосфере Земли» (Л., «Наука», 1972), авторы сочли возможным опустить детальное изложение таких вопросов, как расчет формы магнитосферы и интенсивности DCF -токов, формирование DR -пояса и механизм возникновения в нем электрических токов. Из этих же соображений опущено описание различных фаз магнитной бури и морфология процессов, имеющих место в магнитосфере Земли на различных стадиях развития бури. Вместе с тем авторам казалось необходимым прежде, чем начать рассмотрение физических процессов в магнитосфере, дать краткое описание магнитосферы, напомнить ее структуру, пространственное распределение плотности авроральной плазмы и их изменения, обусловленные изменением параметров солнечного ветра.

Вторая часть монографии («Короткопериодические пульсации геомагнитного поля и ОНЧ-излучение»), подготовленная к печати в основном О. М. Распоповым, посвящена исследованию короткопериодических вариаций геомагнитного поля. В этой части работы даются современная классификация и детальное описание морфологии КПК и связи их параметров с параметрами магнитосферы и солнечного ветра и их изменения в ходе магнитной бури. Особое внимание уделяется описанию физических процессов, приводящих к генерации гидромагнитных волн в магнитосфере, и влиянию ионосферы на характеристики наблюдаемых на поверхности Земли вариаций электромагнитного поля.

Разделы, посвященные описанию морфологии и природы ОНЧ-излучений и их связи с процессами в магнитосфере, подготовлены к печати Н. Г. Клейменовой.

Целью данной работы является систематическое описание и интерпретация (с единой точки зрения на физику магнитосферы) всего комплекса электромагнитных явлений в магнитосфере и ионосфере Земли, связанных с развитием магнитной бури.

Предлагаемая монография не могла бы быть подготовлена к печати без участия и помощи всех сотрудников кафедры физики Земли физического факультета Ленинградского университета. В особенности авторы благодарны О. А. Трошичеву, С. А. Зайцевой, Н. А. Цыганенко, В. С. Семенову, С. С. Сажину за многочисленные обсуждения работы и критический просмотр соответствующих глав рукописи. С. А. Вагину, И. Н. Нечаевой и Г. В. Музаковой авторы искренне признательны за помощь при оформлении работы.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A — величина риометрического поглощения космического радионизлучения.

A — векторный потенциал магнитного поля.

AE — индекс авроральной магнитной активности.

$$\left. \begin{aligned} A_i &= - \frac{\langle \Delta x \rangle}{\Delta t}, \\ B_{ik} &= \frac{\langle \Delta x_i \cdot \Delta x_k \rangle}{2} \end{aligned} \right\} \text{— коэффициенты уравнения Фоккера — Планка.}$$

B — магнитная индукция.

B_w — интенсивность магнитного поля солнечного ветра.

c — скорость света.

D, D_0, D_1 — коэффициенты диффузии.

D — магнитное склонение.

E — напряженность электрического поля.

E^e, E^i — напряженность электрического поля вне и внутри магнитосферы.

E_m — напряженность электрического поля в магнитосфере.

$E_{\text{пол}}$ — напряженность электрического поля в приполюсной области.

$E_{\text{экр}}$ — напряженность электрического поля в экваториальной области.

E_p — напряженность поля поляризации.

$E_{\text{гот}}, E_{\text{ст}}$ — вихревая и электростатическая части электрического поля индукции.

E_w — электрическое поле солнечного ветра.

E_w, E_s — западная и южная компоненты электрического поля в ионосфере.

$E_{\perp}, E_{\parallel}$ — перпендикулярная и параллельная магнитному полю компоненты E .

e — заряд электрона.

e_k — знак заряда частицы (плюс для протона, минус для электрона).

e_x — единичный вектор в направлении оси X .

F_A — сила Ампера.

$f(X_i)$ — функция распределения частиц по параметру X_i .

$f(r), g(r)$ — функции, входящие в решение задачи о пересоединении силовых линий магнитного поля.

H — высота однородной атмосферы; меридиональная компонента геомагнитного поля.

h — высота над поверхностью Земли.

$I_v(x)$ — модифицированные функции Бесселя.

$\mathcal{I}$ — интенсивность свечения полярных сияний.

$\mathcal{I}_v(x)$ — функции Бесселя.

i — мнимая единица.

J — линейная плотность тока; сила тока.

j — плотность тока.

I_p — собственные функции (граничной задачи).

K — локальный индекс магнитной активности.

K_p — планетарный индекс магнитной активности.

k — волновое число; коэффициент пропорциональности.

L — характерная длина; параметр Мак-Илвейна.

L_A — параметр Альвена.

LT — местное время.

$\mathcal{L}_{ik}$ — коэффициенты взаимной индукции контуров L_i и L_k .

$M_E = 8,1 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ — магнитный момент Земли.

- M_i — магнитный момент токов, индуцированных в Земле.
 m — масса частицы.
 m_p, e, i — масса протона, электрона и иона.
 n — концентрация частиц.
 $P = p + B^2/8\pi$ — полное давление в плазме.
 $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра.
 p — газовое давление.
 Q — энергия, поглощаемая в единице объема в единицу времени.
 $Q(\mu_0, t)$ — функция источника в задаче о диффузии частиц по питч-углам.
 Q_p — планетарный Q -индекс магнитной активности.
 Q_T — энергия волны, поглощаемая плазмой в единице объема за один период осцилляции поля δE .
 q — локальная функция источника в задаче о диффузии частиц по питч-углам; скорость новообразования.
 R — радиус DR -пояса.
 R_E — радиус Земли.
 R_m — радиус поперечного сечения магнитосферы.
 Re_m — магнитное число Рейнольдса.
 $Re(\tilde{Z})$ — вещественная часть комплексной величины $\tilde{Z}$.
 r — радиус-вектор точки.
 $r_{z,t}$ — коэффициент корреляции геомагнитной активности с величиной вертикальной или азимутальной компоненты межпланетного магнитного поля.
 T_a — местное время прохождения через нуль суточной кривой скорости ионосферных дрейфов.
 T_F — характерное время конвекции.
 T_{min} — минимальное время жизни авроральных электронов.
 u_ϕ — фазовая скорость волны.
 V — объем.
 v — скорость движения частицы (среды) в неподвижной относительно наблюдателя системе отсчета.
 v' — скорость частицы (среды) в движущейся относительно наблюдателя системе отсчета.
 v_A — скорость альвеновской волны.
 $v_{||}, v_{\perp}$ — параллельная и перпендикулярная магнитному полю компоненты скорости частицы.
 W — энергия (системы).
 $W_{вв}$ — энергия взаимодействия двух контуров с током.
 $W_{соб}$ — энергия самоиндукции контура с током.
 w — энергия частицы.
 $w(X', X, \Delta t)$ — вероятность перехода системы за промежуток времени Δt из состояния, характеризуемого параметрами X' , в состояние с параметрами X .
 $\langle X_i \rangle$ — средняя величина X_i .
 Z — вертикальная компонента геомагнитного поля.
 α — коэффициент рекомбинации; параметр задачи в модели Йеха и Эксфорда; питч-угол частицы.
 α_e — экваториальный питч-угол частицы.
 α_c — величина конуса потерь.
 $\beta = 4\pi n m_p v^2 / B^2$ — отношение плотности кинетической энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля.
 $\Gamma(x)$ — гамма-функция.
 γ — декремент затухания (раскачки) волны.
 δ — толщина переходного слоя.

- δB — вектор возмущения магнитного поля; магнитное поле электромагнитной волны.
 δE — вектор возмущения электрического поля; напряженность электрического поля волны.
 δ_E — азимут вектора E в области электроджета.
 δ_H — азимут вектора δT_H в области электроджета.
 δT_H — горизонтальная компонента вектора магнитного возмущения.
 Δt — интервал времени.
 e — плотность энергии волны.
 ζ_{vn} — n -й корень функции $\mathcal{J}_v(x)$.
 η_n — собственные значения.
 θ — полярный угол.
 θ_j, α — угловая высота авроральных токов (и дуг) над северным горизонтом.
 Λ — геомагнитная долгота.
 λ — географическая долгота, длина волны.
 λ^* — отношение интегральной педерсеновской проводимости в области существования облака B_a^+ к интегральной педерсеновской проводимости окружающей ионосферы.
 $\mu_0 = \cos \alpha_e$ — косинус экваториального пичч-угла.
 μ_c — косинус угла, соответствующего конусу потерь.
 $\mu_{e,i}$ — магнитный момент частицы (электрона, иона).
 ν — коэффициент кинематической вязкости.
 ν_e — частота столкновений электронов с ионами или нейтральными частицами.
 ν_i — частота столкновений ионов с нейтральными частицами.
 ρ — плотность вещества; радиус поперечного сечения DR -тока.
 ρ_e — плотность объемных зарядов.
 $\Sigma_{1,2}$ — интегральная проводимость ионосферы (педерсеновская или холловская).
 $\Sigma_{1,2}^0$ — интегральная проводимость ионосферы с $n_e(h) = 1 \text{ см}^{-3}$ (педерсеновская или холловская).
 σ — проводимость.
 σ_e — плотность поверхностного заряда.
 $\Sigma_{1,2,3}$ — проводимость (педерсеновская, холловская, каулинговская).
 $\bar{\sigma}^2$ — величина среднеквадратичного отклонения.
 τ — время запаздывания геомагнитных возмущений относительно вариаций параметров солнечного ветра.
 τ_B — период осцилляций частицы между зеркальными точками.
 Φ — геомагнитная широта, разность потенциалов.
 $\Phi(\theta)$ — функция полярного угла, входящая в решение задачи о пересоединении силовых линий магнитного поля.
 ϕ — географическая широта; электростатический потенциал.
 ψ — токовая функция.
 $\psi_{i,e}$ — обобщенные потенциалы в задаче о конвекции магнитосферной плазмы.
 $\omega = \text{rot } v$ — вихрь скорости.
 $\Omega_{e,i}$ — гирочастота частицы (электрона, иона) с учетом знака заряда.
 ω — частота волны в системе отсчета, неподвижной относительно наблюдателя.
 ω' — частота волны в системе отсчета, движущейся относительно наблюдателя.
 $\omega_{e,i} = |\Omega_{e,i}|$.
 ω_0 — плазменная частота.

СТРОЕНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ

§ 1. ОСНОВНЫЕ ОБЛАСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ
АВРОРАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

В настоящее время не вызывает сомнений тот факт, что наблюдаемые на поверхности Земли возмущения электромагнитного поля генерируются в результате целого комплекса явлений, развивающихся в магнитосфере Земли в результате взаимодействия геомагнитного поля с солнечным ветром. Поэтому прежде чем начать обсуждение физических процессов, ответственных за геомагнитные возмущения, рассмотрим вкратце строение магнитосферы, параметры захваченной в ней плазмы и геометрию магнитного поля.

На рис. 1 схематически представлена модель магнитосферы, предложенная в 1972 г. Хейккила [31]. В этой модели отражены современные представления о структуре геомагнитного поля и распределении плазмы в магнитосфере Земли. В частности, на рисунке показаны следующие области локализации плазмы:

1. Плазмосфера — ближайшая к Земле область магнитосферы, представляющая собой по существу продолжение ионосферы и заполненная относительно плотной и холодной ($w \leq 1$ эВ) плазмой. Характерной чертой плазмосферы является ее относительно резкая граница (плазмопауза), где концентрация частиц на расстоянии в несколько сотен километров падает от сотен частиц в кубическом сантиметре до единиц.

2. Пояс DR -токов ($L = 3 \div 6$), состоящий в основном из достаточно горячей ($w = 5 \div 50$ кэВ) и плотной ($\beta = (4\pi n m_p v^2 / B^2) \geq 1$) плазмы, имеющей преимущественно приэкваториальное распределение частиц по питч-углам.

3. Ночной касп, в возмущенных условиях заполненный также относительно горячей ($w = 1 \div 10$ кэВ), плотной ($n = 1 \div 10$ см⁻³) и неоднородной плазмой, характеризующейся чрезвычайно неизотропной и переменной во времени функцией распределения частиц по питч-углам — от резко приэкваториального типа углового распределения во внутренних (ближайших к Земле) слоях каспа

во время начальной фазы бури до сугубо продольного углового распределения частиц в отдельных пучках высыпającychся в атмосферу частиц.

Характерная черта плазмы в области ночного каспа — наличие в ней достаточно больших пространственных неоднородностей концентрации частиц и соответственно больших градиентов плотности плазмы. Наиболее четко это проявляется на внутренней кромке каспа, где на расстоянии $\sim 0,5 R_E$ концентрация частиц падает от десятков частиц в 1 см^3 до единиц и меньше.

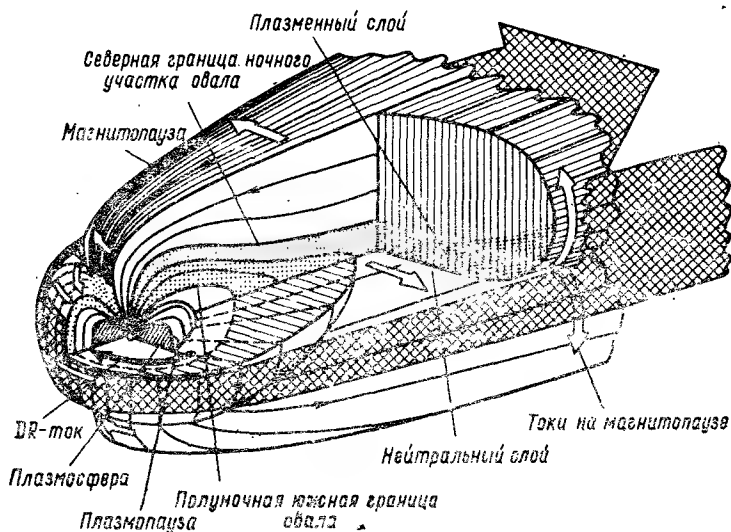


Рис. 1. Модель магнитосферы по Хейккила [31].

4. Дневной касп, образованный вторгающимися из переходной области частицами с энергией порядка долей или единиц килоэлектронвольт. Являясь локальным образованием (ширина его, как правило, не превышает нескольких сотен километров), дневной касп также характеризуется достаточно резкими градиентами (в основном в меридиональном направлении) плотности плазмы.

5. Плазменный слой, заполненный относительно малоэнергичными (w порядка долей и единиц килоэлектронвольт) частицами с довольно большой концентрацией ($\beta \gg 1$). Характерной чертой плазмы в этом регионе является также ее неизотропное распределение поpitch-углам с преобладанием частиц с продольными скоростями.

6. Высокоширотная часть хвоста магнитосферы. Силовые линии геомагнитного поля в этой области замыкаются на очень больших расстояниях от Земли или даже разомкнуты, в связи с чем здесь отсутствуют силы, препятствующие утечке газа из

верхних слоев ионосферы Земли. Ускорение тепловых частиц вдоль силовых линий порождает в этой области явление, называемое полярным ветром (Бэнкс [16]). Температура электронов в высокоширотной части хвоста много больше температуры ионов.

§ 2. ИНТЕНСИВНОСТЬ* И КОНФИГУРАЦИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Конфигурация силовых линий геомагнитного поля, искаженного набегающим на него потоком высокопроводящей солнечной плазмы, впервые была рассчитана Чепменом и Ферраро [11] для упрощенной модели потока с плоской границей. В результате этих расчетов было показано, что силовые линии, лежащие в плоскости полуденного меридиана, делятся на две группы: силовые линии, пересекающие поверхность Земли на широтах, меньших некоторой критической широты Φ_0 , пересекают плоскость экватора на дневной стороне магнитосферы, в то время как силовые линии, выходящие из полярных шапок ($\Phi > \Phi_0$), вытесняются солнечным ветром на ночную сторону магнитосферы. При этом на поверхности магнитосферы образуются две нейтральные точки, в окрестностях которых интенсивность магнитного поля близка к нулю. При этом интенсивность магнитного поля, создаваемого в окрестностях Земли токами, текущими на переднем фронте потока, оказывается равной

$$\delta B_{DCF} = 0,0064 v \sqrt{n}, \quad (1)$$

где n — концентрация частиц в солнечном ветре; v — его скорость в км/с; δB_{DCF} измеряется в гаммах.

Более детальный расчет конфигурации силовых линий геомагнитного поля, учитывающий кривизну поверхности магнитосферы, был выполнен в работах Мида [37], Мида и Биерда [38], Ольсона [44]. В рассчитанной ими самосогласованной модели полученные Чепменом и Ферраро особенности конфигурации геомагнитного поля, искаженного полем токов, текущих вдоль магнитопаузы, полностью сохраняются; однако интенсивность магнитного поля, создаваемого этими токами в магнитосфере, существенно меняется и при зеркальном отражении частиц от поверхности магнитосферы равна в окрестностях Земли (без учета токов, индуцированных в Земле)

$$\delta B_{DCF} = 0,0305 v \sqrt{n}. \quad (2)$$

Экспериментальная проверка этого соотношения была выполнена в работах Сискоу и др. [53] и Верзариу и др. [56]. Полученные в последней работе результаты представлены на рис. 2: интен-

* Для краткости обозначений мы вместо обычно используемого термина «магнитная индукция» будем применять более общий термин «интенсивность» (геомагнитного, межпланетного магнитного) поля.

сивность DCF -возмущений отсчитывается от некоторого среднего уровня (D_{st}^*) в зависимости от вариаций величины $(nv^2)^{1/2}$, также отсчитываемой от соответствующего среднего уровня. Из рисунка видно, что предсказываемая теорией пропорциональность между интенсивностью DCF -возмущений геомагнитного поля и корнем квадратным из величины давления солнечного ветра имеет место в действительности. Однако коэффициент пропорциональности между этими величинами равен не 0,030, как должно быть при зеркальном отражении частиц солнечного ветра от магнитопаузы, а 0,020—0,025 (а за вычетом поля токов, индуцированных в Земле, даже $\sim 0,015$), что соответствует «прилипанию» частиц к поверхности магнитосферы (Шиельд [52]).

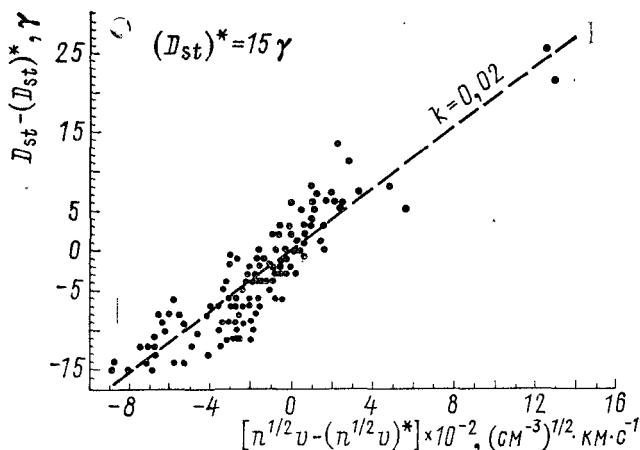


Рис. 2. Интенсивность DCF -возмущений в зависимости от вариаций давления солнечного ветра [56].

Непосредственные измерения интенсивности магнитного поля и параметров плазмы в околоземном космическом пространстве с помощью ракет и искусственных спутников Земли показали, что в дневной части магнитосферы как положение магнитопаузы, так и конфигурация силовых линий геомагнитного поля достаточно хорошо согласуются с теоретическими представлениями (Беханнон [17]; Фэрфилд и Несс [24]; Фэрфилд и Мид [23]). С другой стороны, первые же наблюдения, выполненные в ночной магнитосфере, показали, что конфигурация силовых линий магнитного поля в этой области существенно отличается от их конфигурации в модели Мида и Биерда. Основной причиной такого различия теоретических и экспериментальных данных являются не учтенные в модели токи, текущие в магнитосферной плазме. Предсказать конфигурацию и интенсивность этих токов, исходя лишь из теоретических предпосылок, пока не удастся. Поэтому имеющиеся в настоящее время модели геомагнитного поля,

учитывающие дополнительные источники магнитного поля непосредственно в магнитосфере (модели Вильямса и Мида [58], Ольсона [43], Алексеева и Шабанского [1], Шабанского [10], Цыганенко [9] и др.), являются полуэмпирическими, поскольку параметры магнитосферных токов в них подбираются таким образом, чтобы создаваемое ими магнитное поле соответствовало имеющимся эксперимен-

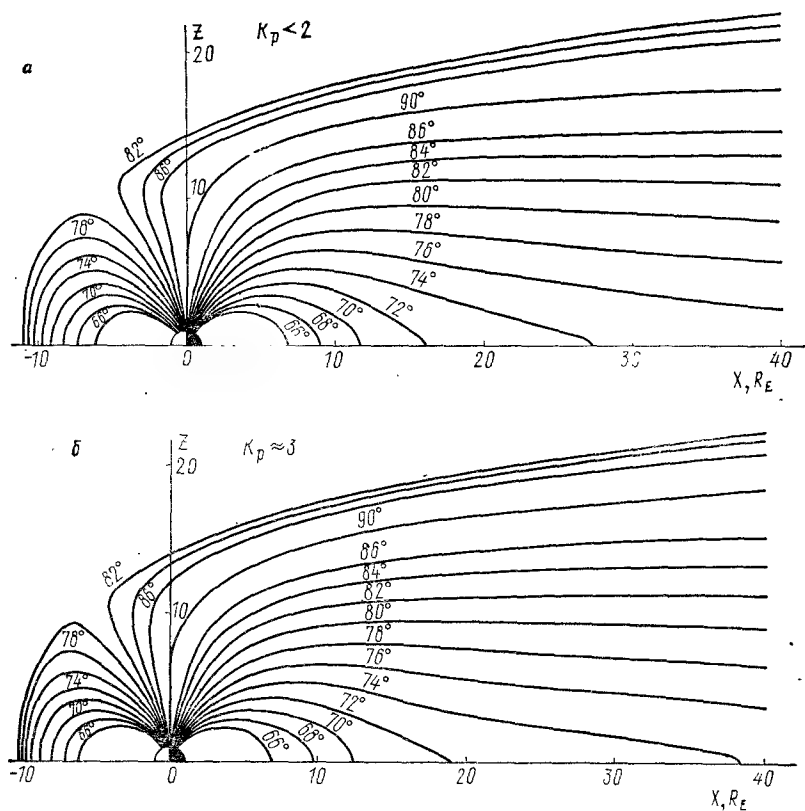


Рис. 3. Конфигурация силовых линий геомагнитного поля в плоскости полуденно-полуночного меридиана в модели Цыганенко:

a — спокойные условия; *б* — слабо возмущенные условия.

тальным данным. Тем не менее полученные в этих работах результаты представляются весьма полезными, поскольку эти модели позволяют, во-первых, представить пространственное распределение поля во всей магнитосфере, в том числе и в тех ее районах, для которых экспериментальные данные отсутствуют, и, во-вторых, понять, каким образом изменение параметров солнечного ветра может изменить интенсивность и конфигурацию электрических токов в магнитосфере и тем самым структуру магнитосферы.

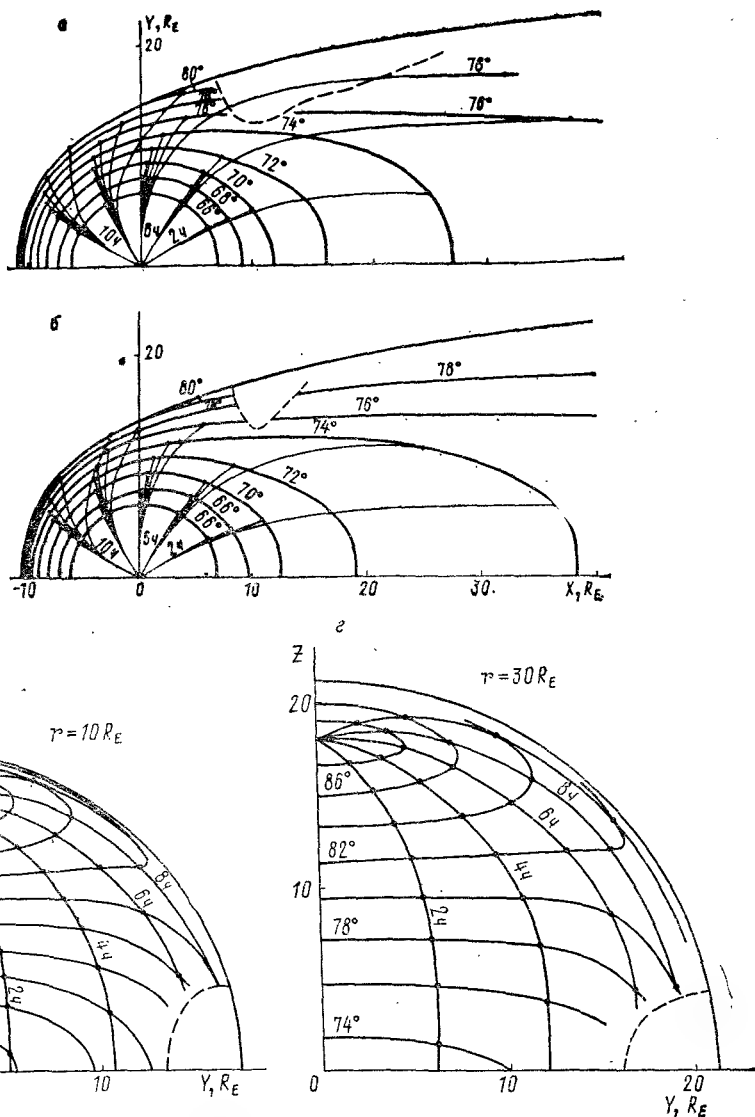


Рис. 4. Проекция геомагнитных широт и долгот на экваториальную плоскость магнитосферы (а, б) и на плоскость поперечного сечения хвоста магнитосферы (в, г) в модели Цыганенко:

а — спокойные условия; б — слабо возмущенные условия.
Пунктиром показана область, которая не связана силовыми линиями с поверхностью Земли.

Результаты подобного рода расчетов конфигурации силовых линий геомагнитного поля, выполненных Цыганенко [9], представлены ниже. За исходные данные в этих расчетах принимались:

- 1) форма поверхности магнитосферы, построенная в соответствии с экспериментальными данными Беханнона [18];
- 2) интенсивность геомагнитного поля и ее изменение с расстоянием в хвосте магнитосферы по данным Беханнона [17];
- 3) модель плазменного слоя, выбранная в соответствии с экспериментальными данными (Ферфилд и Несс [22]; Хоунс с коллегами [15]);
- 4) модель DR -тока по данным Шиельда [52].

Полученная конфигурация силовых линий геомагнитного поля в плоскости полуночного меридиана представлена на рис. 3 (а — спокойная магнитосфера, б — слабо возмущенная магнитосфера).

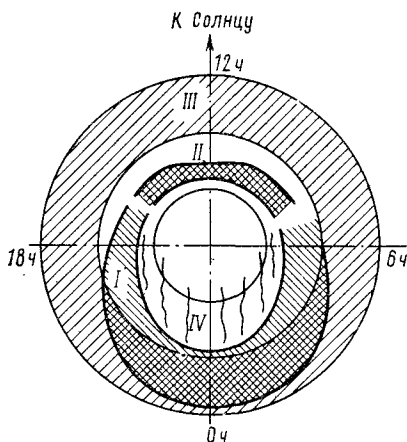


Рис. 5. Зоны вторжения авроральной плазмы [8]:

I, II — ночной и дневной сектора аврорального овала; III — зона высыпания квайзазахваченных частиц; IV — зона сияний полярной шапки.

Это обстоятельство позволяет конкретизировать приведенную на рис. 1 схему распределения авроральной плазмы, указать границы различных областей ее локализации и уточнить модель магнитосферы в целом. Для этого рассмотрим сначала схему основных зон вторжения авроральной плазмы (рис. 5 по данным работы Пудовкина, Барсукова и Цыганенко [8]). Из рис. 5 видно, что вторжение авроральных частиц наблюдается в четырех достаточно четко очерченных зонах:

I. Ночной участок овала полярных сияний, где наблюдается вторжение электронов с энергией 1—10 и протонов с энергией 1—30 кэВ. Источник высыпающих в этой области частиц расположен, как видно из рис. 1, в ночном каспе, размеры которого могут быть оценены по данным наблюдений полярных сияний

На рис. 4 показана проекция геомагнитных широт и долгот на экваториальную плоскость магнитосферы и на плоскость поперечных сечений хвоста магнитосферы на расстояниях $x = +10 R_E$ и $x = 30 R_E$. Сопоставление этих карт с результатами экспериментальных исследований магнитосферы (Фэрфилд и Мид [23]) показывает их достаточно хорошее соответствие и свидетельствует о реальности принятой в расчетах [9] модели.

Приведенные на рис. 3, 4 карты позволяют спроектировать любую точку магнитосферы на поверхность Земли, и наоборот.

следующим образом. На рис. 6, по данным Фельдштейна и Старкова [24], показано положение экваториальной и приполюсной границ аврорального овала в зависимости от величины магнитной активности. Видно, что в самых спокойных условиях ночной участок аврорального овала представляет собой узкую полосу на широтах $\Phi = 70 \div 72^\circ$, соответственно источник высыпающей на этом участке плазмы занимает в магнитосфере полосу на $x = (13 \div 16) R_E$. С ростом магнитной активности овал быстро расширяется и при $Q_n = 8$ расположен на $\Phi = 60 \div 72^\circ$, т. е. внутренняя кромка каспа приближается к Земле до $x = 4 R_E$, внешняя кромка каспа при этом оказывается, по-видимому, на расстоянии $x \approx 25 R_E$.

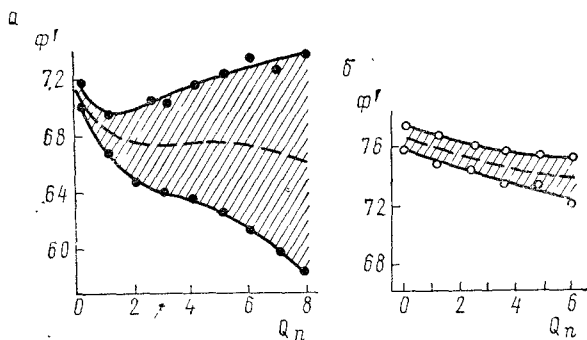


Рис. 6. Положение приполюсной и приэкваториальной границ овала полярных сияний в зависимости от уровня магнитной возмущенности [24]:

а — полуночный сектор; б — полуденный сектор.

II. Дневной участок аврорального овала, где наблюдается вторжение малоэнергичных ($w = (0,1 \div 1,0)$ кэВ) частиц. Легко видеть, что частицы в этой области вторгаются в ионосферу из дневного каспа. Локализация дневного каспа известна как по данным полярных сияний (рис. 6, б), так и из особенностей конфигурации геомагнитного поля (Фэрфилд и Мид [23]).

III. Зона Фритца, представляющая собой кольцо на $\Phi = 60 \div 70^\circ$ и связанная с вторжением энергичных (до $50 \div 100$ кэВ) частиц. Частицы, вторгающиеся в этой области, высыпаются из пояса квазизахваченной и дрейфующей вокруг Земли плазмы.

IV. Область сияний полярной шапки, примыкающая к ночному участку аврорального овала и занимающая в спокойных условиях область широт $\Phi = 72 \div 82^\circ$; соответственно в магнитосфере эта область проецируется в шлейф на $x > 16 R_E$ (по-видимому, вплоть до $x \approx 80 \div 100 R_E$).

Обратимся вновь к рис. 1 и сопоставим его со схемой распределения авроральной плазмы [42] в магнитосфере. Как видим, проекция плазменного слоя на поверхность Земли соответствует

не только авроральному овалу, но и значительно более обширной области сияний полярной шапки. Морфология сияний в этих областях настолько различна, что их навряд ли можно объединить в одну зону.

Более подробный анализ локализации и поведения полярных сияний в указанных областях приводит к несколько иной, чем на рис. 1, модели магнитосферы (Пудовкин, Барсуков [47], Исаев, Пудовкин [3]). Один из вариантов этой модели представлен на рис. 7 (Пудовкин [48]). В этой модели авроральный овал, наблюдаемый в спокойных условиях, представляет собой проекцию лишь внутренней кромки плазменного слоя и не ограничен, как это обычно предполагается, последней замкнутой силовой линией геомагнитного поля, которые при $K_p < 2$ остаются замкнутыми вплоть до $x = (50 + 80) R_E$ (Михалов и др. [40]). Более высокоширотные силовые линии также, по-видимому, замыкаются через экваториальную плоскость магнитосферы, но плазменный слой на соответствующих этим линиям расстояниях оказывается уже не сплошным, а распавшимся на отдельные волокна; в связи с этим силовые линии, выходящие из полярных шапок на широтах $\Phi > 80^\circ$, пересекают экваториальную плоскость между сгустками плазмы, в то время как силовые линии, погруженные в плазму, не достигают поверхности Земли.

С ростом магнитной активности область, где плазменный слой является неустойчивым и распадается на отдельные токовые (и плазменные) волокна, приближается к Земле вплоть до $x = (15 \div 18) R_E$ (Лэйрд [34], Хоунс [33]), в связи с чем область сияний полярной шапки резко сокращается.

До сих пор, говоря о модели магнитосферы, мы рассматривали в основном ее внутреннее строение. В то же время, как мы увидим далее, весьма существенной для понимания физических процессов, развивающихся в магнитосфере во время магнитных бурь, является также топология геомагнитного поля непосредственно вблизи магнитопаузы. В связи с этим на рис. 7, б представлена открытая модель магнитосферы, предложенная в 1961 г. Данжи [19]. В этой модели силовые линии геомагнитного поля, выходящие из полярных шапок, пересоединяются при соответствующей ориентации межпланетного магнитного поля с силовыми линиями последнего.

Поскольку в открытой модели магнитосферы вся полярная шапка во время магнитной бури оказывается «подключенной» к плазме солнечного ветра, исчезновение полярных сияний в этой области именно во время магнитных бурь кажется непонятным. В связи с этим предложенную Данжи модель магнитосферы следует, по-видимому, несколько изменить, а именно: учитывая данные Нишида [41], который на основе анализа геомагнитных вариаций типа $DP2$ (см. гл. III) пришел к выводу, что силовые линии геомагнитного поля, пересоединяющиеся с силовыми линиями межпланетного поля, пересекают поверхность Земли в узкой полосе, совпадающей с дневным участком овала полярных сияний,

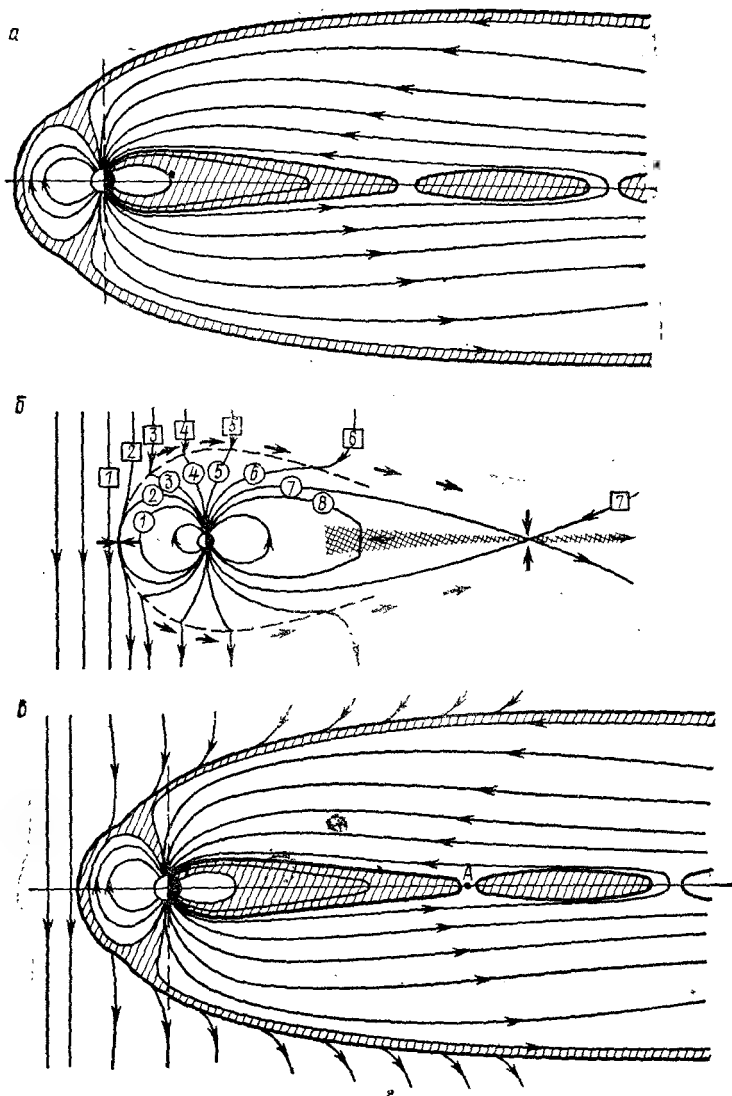


Рис. 7. Модели магнитосферы: закрытая (а), открытая Давжи (б) и частично открытая (в).

Штриховка на рис. а, в — области локализации авроральной плазмы; штриховка на рис. б — плазменный слой.

Цифры в кружках на рис. б — номера силовых линий геомагнитного поля, в квадратиках — силовых линий межпланетного поля.

а также принимая во внимание аналогичные результаты, полученные в 1971 г. Франком и Гарнеттом (см. гл. IV) из анализа электрических полей в ионосфере, открытую модель магнитосферы можно представить в модифицированном виде (рис. 7, в).

В этой модели силовые линии геомагнитного поля, приближающиеся к магнитопаузе, пересоединяются с силовыми линиями межпланетного магнитного поля так же, как и в модели Данжи. Однако все силовые линии, пересекающие магнитопаузу на расстояниях $x < 100 R_E$, выходят из ионосферы через дневной сектор аврорального овала. Процессы, имеющие место на больших расстояниях от Земли, по-видимому, не играют существенной роли в физике магнитосферы. При этом нейтральная точка A в хвосте магнитосферы, указанная на рис. 7, в, соответствует не последней пересоединенной с межпланетным полем силовой линии, а так же, как и в модели 7, а, распаду плазменного слоя на отдельные токовые нити.

§ 3. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА СОСТОЯНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ

Мы рассмотрели строение магнитосферы в некотором (вернее, в некоторых) стационарном состоянии, и приведенные выше цифры характеризуют не мгновенные, а средние значения параметров плазмы и геомагнитного поля в окружающем Землю космическом пространстве. В действительности же, как показывают наземные наблюдения и непосредственные измерения на искусственных спутниках Земли, состояние магнитосферы и параметры заполняющей ее плазмы непрерывно меняются. Поскольку само существование магнитосферы определяется взаимодействием солнечного ветра с геомагнитным полем, естественно ожидать, что при относительном постоянстве главного магнитного поля Земли все изменения в строении и параметрах магнитосферы должны вызываться изменением каких-то параметров солнечного ветра. И в самом деле, в предыдущем параграфе приводились данные, свидетельствующие о том, что интенсивность DCF -возмущений и соответственно размеры магнитосферы отчетливо зависят от величины давления солнечного ветра. Следует, однако, заметить, что DCF -возмущения являются одним из весьма немногих видов геомагнитных вариаций, природа которых в целом понятна и их связь с вариациями параметров солнечного ветра теоретически также ясна. Что же касается полярных магнитных возмущений, анализу которых в основном посвящена эта книга, то механизм их генерации во многом еще не ясен; тем не менее можно надеяться, что исследование реально наблюдаемой связи между интенсивностью этих возмущений и параметрами солнечного ветра поможет понять механизм их генерации.

Первые же наблюдения, выполненные с помощью искусственных спутников Земли и ракет, показали, что интенсивность

магнитных возмущений на поверхности Земли зависит от скорости солнечного ветра. Эта зависимость отчетливо видна на рис. 8, на котором, по данным Снайдера и Нейгебауэр [54], показаны вариации среднесуточных величин скорости солнечного ветра и суточной суммы K_p -индексов — по данным «Маринер-2». В среднем интенсивность магнитных возмущений на поверхности Земли связана со скоростью солнечного ветра соотношением

$$v = (300 + 8,4 \overline{\Sigma K_p}) \text{ км/с.} \quad (3)$$

Однако столь хорошая, как на рис. 8, корреляция между величинами v и K_p наблюдается далеко не всегда, и прежде всего она заметно ухудшается при уменьшении периода осреднения данных от 24 до, например, 3ч, как это было сделано в работе Вилкокса, Шаттена и Несса [57]. Кроме того, как следует из той же работы, численные значения коэффициентов, входящих в выражение (3), не являются постоянными величинами и меняются,

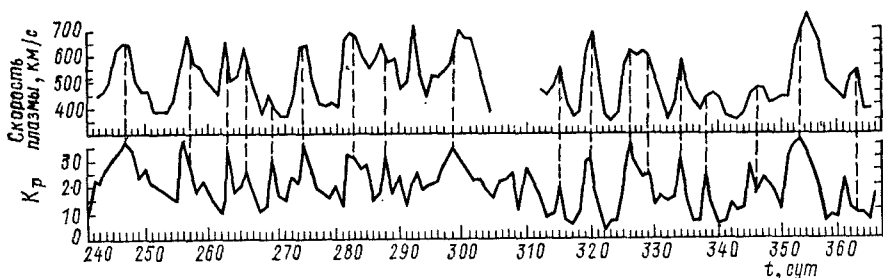


Рис. 8. Вариации скорости солнечного ветра и возмущенности геомагнитного поля по данным «Маринер-2».

по-видимому, с циклом солнечной активности. Во всяком случае, соотношение между величинами v и K_p , описываемое по данным «Маринер-2» выражением (3), по данным спутника «IMP-1», запущенного на орбиту на полтора года позднее, было иным:

$$v = (250 + 35 \overline{K_p}) \text{ км/с.}$$

Таким образом, скорость солнечного ветра является не единственным и, как мы увидим дальше, далеко не основным параметром, определяющим интенсивность магнитных возмущений на поверхности Земли. И в самом деле, как было показано Гринстедом еще в 1961 г. [30], степень возмущенности геомагнитного поля явно зависит от величины поперечной (по отношению к линии Земля—Солнце) компоненты интенсивности магнитного поля солнечного ветра. Более подробный анализ этой зависимости, выполненный Фэрфилдом и Кахиллом [20], показал, что интенсивность геомагнитных возмущений зависит не только от величины $B_{\perp}$, но и от ее ориентации. В частности, выяснилось, что из 18 геомагнитных возмущений, рассмотренных в работе [20], все интенсивные

и большая часть умеренных бухт имели место тогда, когда магнитное поле потока было направлено антипараллельно геомагнитному полю. Позднее аналогичные результаты были получены также в работах Ростокера и Фэльтхаммара [49], Фэрфилда [21], Хиршберга и Колбёрна [31].

Статистический анализ связи геомагнитных возмущений с параметрами солнечного ветра, выполненный в работах Бэйлифа и др. [14], Ростокера и Фэльтхаммара [49], Вилкокса и др. [57], подтвердил вывод Фэрфилда и Нахилла о том, что вертикальная по отношению к плоскости эклиптики компонента магнитного поля солнечного ветра является определяющей в развитии полярной бури. При этом выяснилось, что не только геомагнитные бухты связаны с направлением магнитного поля потока, но и развитие DR -пояса в магнитосфере Земли определяется знаком B_z (Ланцеротти [35]).

В последующих работах было показано, что интенсивность геомагнитных возмущений определенным образом зависит также и от азимутальной (касательной к орбите Земли) компоненты магнитного поля солнечного ветра [50]. Однако относительная роль вертикальной и азимутальной компонент далеко не равноценна [44], что видно из следующих примеров.

На рис. 9, а по данным [45] показаны вариации азимутальной (B_T) и вертикальной (B_z) компонент магнитного поля солнечного ветра и интенсивность полярных магнитных возмущений (AE) с 12 до 22 ч UT 5. XII 1963 г. Видно, что в течение всего указанного интервала вертикальная компонента межпланетного магнитного поля была направлена на юг и мало менялась по величине; магнитная возмущенность на поверхности Земли была в это время достаточно велика ($AE \geq 300\gamma$). Однако с 15 до 19 ч в ходе AE наблюдается отчетливый минимум, определяемый, в соответствии с данными [50], тем обстоятельством, что в этот промежуток времени азимутальная компонента магнитного поля солнечного ветра направлена на восток ($B_T > 0$). Тем не менее, как видно из приведенных графиков, величина AE остается достаточно большой и при $B_T > 0$.

Несколько иная ситуация представлена на рис. 9, в за 14. XII 1963 г. В этот день знак B_T оставался отрицательным в течение всего рассматриваемого интервала, тогда как знак B_z за это время менялся дважды. Из приведенных графиков видно, что при $B_z < 0$ (15 ÷ 19 ч UT) интенсивность полярных возмущений падает до $AE < 100\gamma$, независимо от того обстоятельства, что азимутальная компонента межпланетного магнитного поля в это время сохраняет благоприятное для развития возмущений западное направление и довольно значительную величину.

Представленная на рис. 9, а, в картина достаточно типична, поэтому можно сделать вывод, что сам факт появления геомагнитных возмущений всецело определяется знаком вертикальной компоненты магнитного поля солнечного ветра, тогда как его

азимутальная компонента влияет лишь на величину этих возмущений.

Существенно различный характер влияния вертикальной и азимутальной компонент магнитного поля солнечного ветра на интенсивность геомагнитных возмущений выявляется также и при статистическом анализе вариаций B_z , B_T , AE и связи между ними [45].

В работе [2] было показано, что развитие интенсивной полярной бури начинается через 1—2 ч после приближения к границам

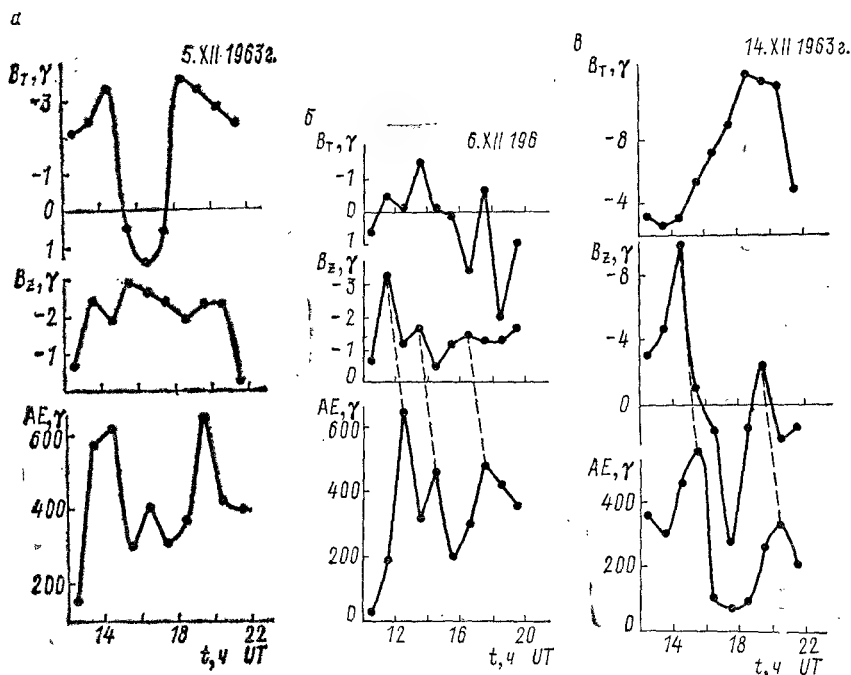


Рис 9. Вариации интенсивности межпланетного магнитного поля и AE -индекса возмущенности геомагнитного поля:

B_T, B_z — азимутальная и вертикальная компоненты. $a \div б$ — за 5—14.XII 1963 г.

магнитосферы очередного сгустка солнечной плазмы. Попытка обнаружить аналогичное запаздывание полярных возмущений относительно соответствующих вариаций магнитного поля солнечного ветра была предпринята Вилкоксом и др. [57]. Однако использованный ими трехчасовой K_p -индекс допускает лишь очень грубое разрешение явлений во времени, в связи с чем такое запаздывание не могло быть обнаружено в работе [57]. В то же время при использовании часовых индексов магнитной активности (AE -индекс) такое запаздывание часто действительно имеет место (см. рис. 9, б, в).

На рис. 10 представлены значения коэффициента корреляции r_z между величинами B_z и AE при взаимном сдвиге между рядами этих величин от 0 до 4 ч для трех различных витков спутника «IMP-1» [45]. Из приведенных графиков видно, что во всех рассмотренных случаях коэффициент корреляции r_z достигает максимальной величины при $\tau = (1 \div 3)$ ч, т. е. магнитные возмущения на поверхности Земли запаздывают относительно вариаций магнитного поля солнечного ветра на $1 \div 3$ ч, что полностью согласуется с выводами работы [2]. Подобного рода запаздывание

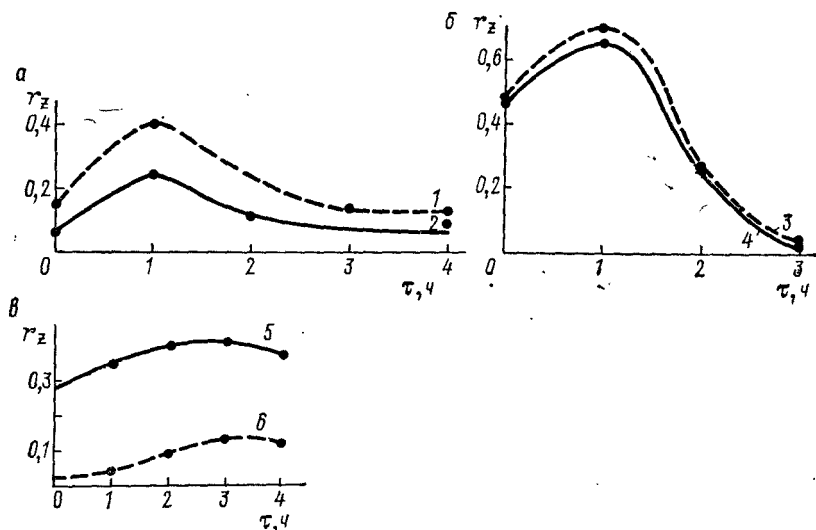


Рис. 10. Коэффициент корреляции между среднечасовыми значениями южной компоненты межпланетного магнитного поля и AE -индексом магнитной активности в зависимости от времени сдвига между рядами этих величин:

Пунктир — то же самое, но с учетом UT — суточного хода магнитной активности [45].

1, 2 (а) — виток спутника IMP-1 5—8. XII; 3, 4 (б) — виток 13—16. XII; 5, 6 (в) — виток 17—19. XII.

в развитии наземных геомагнитных возмущений относительно вариаций межпланетного магнитного поля было получено также в работах Хиршберга и Колбёрна [32], Фостера и др. [25], Арнольди [12], Ростокера и др. [51], Менга и др. [39]. Это запаздывание интерпретировалось в работе [2] как время, затрачиваемое авральной плазмой на перемещение из хвоста магнитосферы до расстояний, соответствующих зоне полярных сияний. В этом случае по величине запаздывания между вариациями AE и B_z можно определить среднюю интенсивность (E , В/см) электрического поля в магнитосфере:

$$E = (M_E \cdot 10^{-8} / 2L^2 R_E^3 \tau). \quad (4)$$

Здесь $M_E = 8,1 \cdot 10^{25}$ Гс $\cdot$ см³ — величина магнитного момента

Земли; L — макилвейновский параметр зоны полярных сияний; R_E — радиус Земли, см; τ — время запаздывания, с.

Используя данные, приведенные на рис. 10, а также результаты аналогичного анализа, содержащегося в работе Менга и др. [39], можно проследить зависимость среднего уровня магнитной возмущенности AE от величины упомянутого запаздывания (τ) и соответственно от интенсивности магнитосферного электрического поля.

Результаты такого анализа представлены в табл. 1.

Таблица 1

$\langle AE \rangle$, γ	L	τ , мин	$E \cdot 10^{-5}$, В/см
33	6	180	0,2
52	6	88	0,5
75	6	44	1,0
100	5	27	2,4
110	5	60	1,1
205	4	33	3,0
220	4	60	1,7
225	4	38	2,6
1000	—	—	5—10

Величины AE и E в последней строке таблицы представляют собой не среднесуточные, а среднечасовые значения (Пудовкин и др. [46]), и величина E измерялась по изменениям спектра пульсаций магнитного поля $Pi2$.

Как видим, существует достаточно отчетливая тенденция к увеличению интенсивности электрического поля в магнитосфере с ростом возмущенности геомагнитного поля; при этом напряженность электрического поля меняется в магнитосфере более чем на порядок. Этот результат будет полезно вспомнить в дальнейшем при обсуждении природы электрических полей в ионосфере (см. гл. IV).

В ряде теоретических работ (см. гл. II) предполагается, что интенсивность электрического поля в магнитосфере Земли определяется интенсивностью электрического поля солнечного ветра. И в самом деле, выполненные Ростокером и Фальтхаммаром [49] исследования показали, что корреляция между интенсивностью магнитных возмущений (δH) на поверхности Земли и параметрами солнечного ветра становится особенно отчетливой, если в качестве индекса, характеризующего эффективность потока, принять величину $E_w = (-1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, т. е. электрическое поле, создаваемое в неподвижной относительно Земли системе координат движущимся мимо нее потоком намагниченной солнечной плазмы. При этом корреляция между E_w и δH наблюдается лишь в том случае, если E_w направлено от утренней стороны Земли к вечерней.

В ряде работ обсуждается связь возмущенности геомагнитного поля с другими параметрами солнечного ветра, такими, как, например, концентрация частиц или модуль полного вектора магнитного поля. Однако связь эта оказывается достаточно слабой, в связи с чем мы не будем обсуждать все работы, посвященные этому вопросу, и ограничимся лишь следующей иллюстрацией. На рис. 11, заимствованном нами из работы Арнольди [12], показан коэффициент корреляции между интенсивностью геомагнитных возмущений (среднечасовые значения AE -индекса) и различными параметрами солнечного ветра при разном временном сдвиге между рядами соответствующих чисел. Из приведенных графиков видно, что наиболее четко коррелирует с величиной AE -индекса

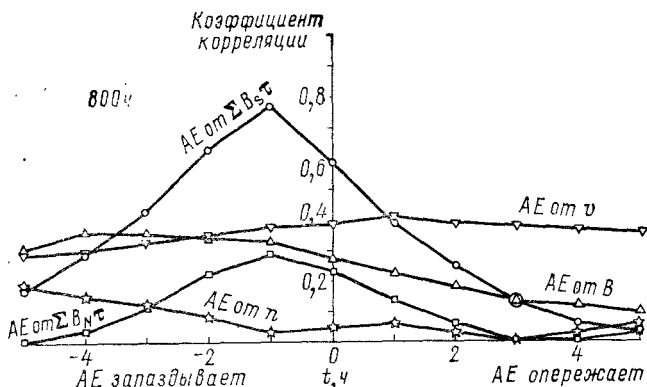


Рис. 11. Зависимость коэффициента корреляции интенсивности геомагнитных возмущений с различными параметрами солнечного ветра от временного сдвига между рядами этих величин [12].

величина $\Sigma B_z \tau$, пропорциональная средней (за час) величине южной компоненты межпланетного магнитного поля. При этом максимальной величины коэффициент корреляции между AE и $\Sigma B_z \tau$ достигает при часовом сдвиге между рядами этих величин, что в целом соответствует результатам работы [45].

Корреляция величины AE -индекса со скоростью солнечного ветра невелика, но тем не менее, безусловно, существует. При этом, как видно из графика, величина коэффициента корреляции между AE и v не зависит от величины сдвига между рядами этих величин, что свидетельствует, по-видимому, об относительно медленном изменении скорости солнечного ветра.

Зависимость величины AE -индекса от плотности (n) солнечного ветра, как видно из рисунка, практически отсутствует.

В работах Бэйлифа и др. [13, 14] было показано, что интенсивность геомагнитных возмущений на поверхности Земли в значительной степени определяется не средней величиной интенсивности межпланетного магнитного поля, а его изменчивостью.

Однако Хиршберг и Колбёрн [32] показали, что связь между интенсивностью геомагнитных возмущений и изменчивостью межпланетного магнитного поля наблюдается преимущественно в тех случаях, когда средняя величина B_z остается отрицательной (т. е. направленной на юг)..

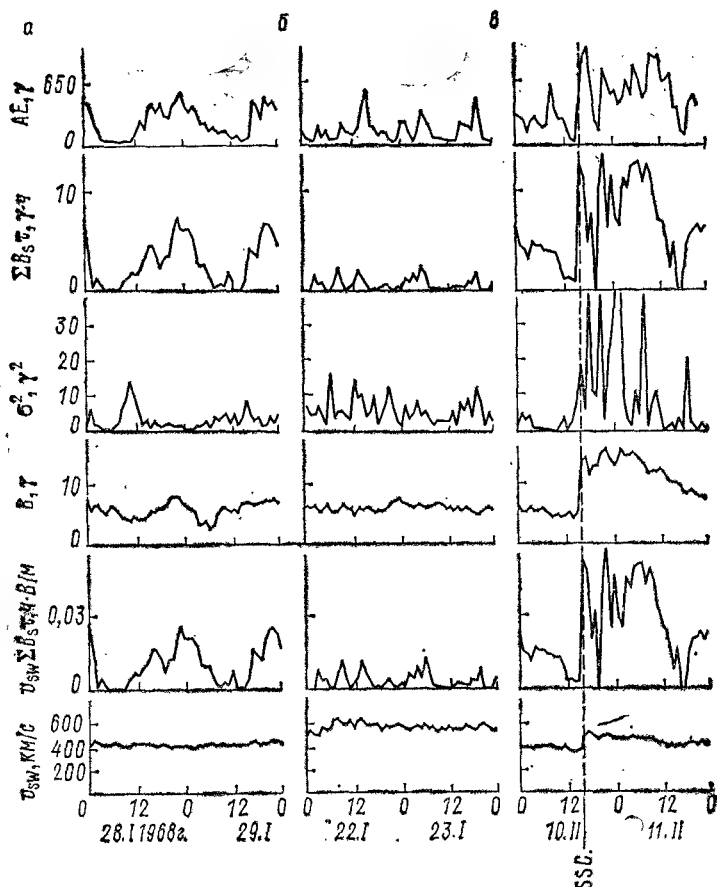


Рис. 12. Вариадии интенсивности геомагнитных возмущений (AE -индекс) и различных параметров солнечного ветра (типичные примеры) [29].

Параметры солнечного ветра приведены по данным «Эксплорер-33». $a - в$ — для 28.I — 11.II 1968 г.

Исследование этого вопроса было продолжено в работе Гаррета [29]. На рис. 12, заимствованном нами из работы [29], приведено несколько примеров, иллюстрирующих типичную связь среднечасовых значений AE -индекса с интенсивностью южной компоненты межпланетного магнитного поля (ΣB_s), азимутальной компонентой электрического поля солнечного ветра ($v_{sw} \cdot \Sigma B_s$),

скоростью солнечного ветра (v), интенсивностью межпланетного магнитного поля (B) и изменчивостью этого поля, характеризуемой величиной нормированного среднеквадратичного отклонения (σ^2).

Из приведенных графиков видно, что скорость солнечного ветра, действительно, является значительно более стабильной величиной, чем вертикальная компонента межпланетного магнитного поля, в связи с чем вариации электрического поля солнечного ветра чаще всего определяются вариациями величины B_z . Что

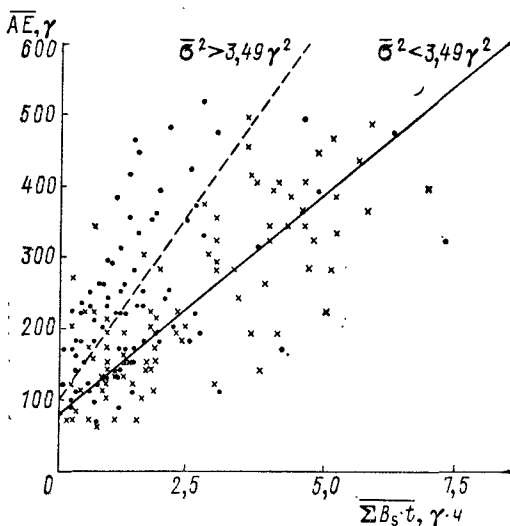


Рис. 13. Зависимость интенсивности геомагнитных возмущений (AE -индекс) от среднечасовой величины южной компоненты межпланетного магнитного поля при различной степени изменчивости последнего [29]:

Пунктир — среднее значение для кружков, сплошная линия — для крестиков.

же касается величины σ^2 , то, как видно из рисунка, в тех случаях, когда величина $\Sigma B_s \tau$ мала, даже относительно большие значения σ^2 не дают заметного повышения магнитной возмущенности. Если же поле B_z имеет благоприятную для развития бури ориентацию, то величина σ^2 может оказывать заметное влияние на интенсивность геомагнитных возмущений. Влияние изменчивости межпланетного магнитного поля на уровень магнитной активности отчетливо видно на рис. 13, на котором показана зависимость AE -индекса от величины $\Sigma B_s \tau$ для двух групп возмущений, характеризующихся различной степенью изменчивости межпланетного магнитного поля: $\sigma^2 > 3,49$ и $\sigma^2 < 3,49$ соответственно.

Ранее, при обсуждении рис. 9, мы уже отмечали, что характер воздействия азимутальной компоненты магнитного поля солнечного ветра на геомагнитную возмущенность заметно отличается от характера воздействия вертикальной компоненты. Это различие проявляется и при статистическом анализе связи B_T и AE . В самом деле, как было показано в работе [45], коэффициент корреляции между этими величинами, во-первых, относительно мал ($r_T < 0,3$) и, во-вторых, достигает своего максимального значения при нулевом сдвиге между рядами рассматриваемых величин. Таким образом, можно полагать, что азимутальная компонента межпланетного поля воздействует непосредственно на интенсивность авроральных токов, а не на конвекцию магнитосферной плазмы, поскольку последний процесс является достаточно инерционным.

Более подробно воздействие азимутальной компоненты межпланетного магнитного поля на развитие геомагнитных возмущений исследовалось в связи с влиянием секторной структуры магнитного поля солнечного ветра на геомагнитные вариации в полярных шапках.

Свальгардом [55], независимо от него Мансуровым [4] и позднее Фриис-Кристensenом [27, 28] было обнаружено, что в полярных шапках Земли наблюдаются специфические суточные вариации геомагнитного поля, характер которых зависит от знака сектора межпланетного поля (рис. 14); при этом вариации, наблюдаемые в северном полушарии при фиксированном знаке сектора межпланетного поля, аналогичны вариациям, наблюдаемым в южном полушарии во время прохождения Землей сектора противоположного знака, и наоборот (Мансуров и Мансурова [4, 5, 6, 36]). При этом, согласно выводам работы [5], указанные вариации геомагнитного поля обусловлены системами зональных токов, текущих с запада на восток в северном полушарии в периоды, когда Земля находится в положительном секторе, и в южном полушарии, когда Земля находится в отрицательном секторе. Дополнительный анализ этой проблемы, выполненный Мишиным с коллегами [7] на основе данных мировой сети геомагнитных станций, убедительно подтверждает и уточняет результаты работ [5, 6]. В частности, в работе [7] показано, что существование азимутальной компоненты межпланетного поля приводит к определенной асимметрии $DP2$ -токовых вихрей (подробнее этот вопрос будет разобран в гл. III), выражающейся в том, что в период прохождения Землей положительного сектора межпланетного магнитного поля утренний вихрь $DP2$ -токовой системы в северном полушарии оказывается интенсивнее вечернего. Если предположить, что наблюдаемая на поверхности Земли $DP2$ -вариация представляет собой суммарный эффект собственно $DP2_0$ -токов, обусловленных, согласно данным Нишида [41], изменениями вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля, и дополнительных δ -токов, связанных с изменением азимутальной

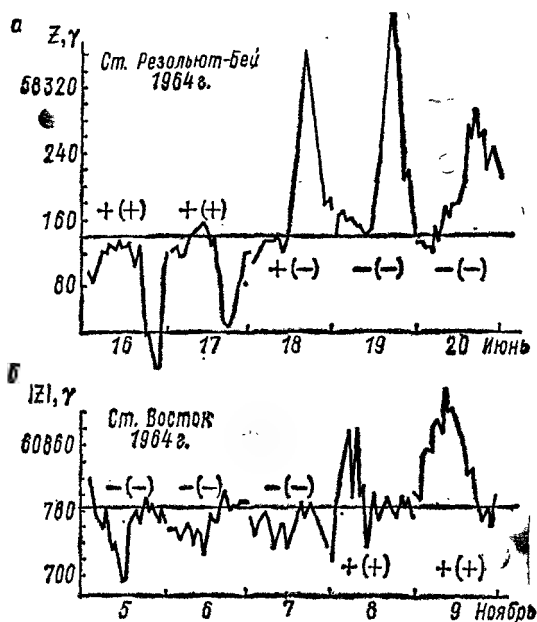


Рис. 14. Типы суточных вариаций Z -компоненты геомагнитного поля в приполюсных областях, соответствующие прохождению Землей положительного или отрицательного сектора ММП [6]:

a — северное полушарие; b — южное.

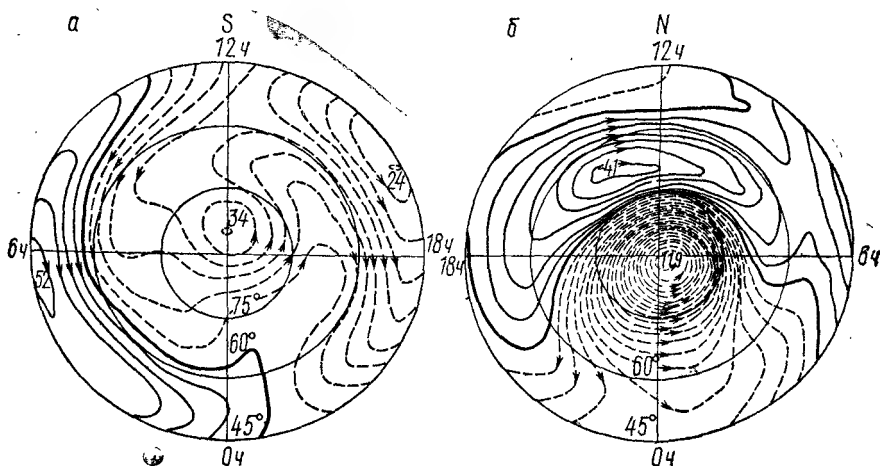


Рис. 15. Конфигурация токов в полярных шапках, связанных с Y -компонентой ММП [7]:

a, b — южное и северное полушария.
Цифры — значения токовой функции в относительных единицах.

компоненты этого поля, то конфигурация δ -токов может быть найдена как полуразность $DP2$ -токов, наблюдаемых в периоды прохождения Землей (+) и (—) секторов. Рассчитанная таким способом конфигурация токов, ответственных за дополнительную суточную вариацию геомагнитного поля в высоких широтах, представлена на рис. 15 по данным Мишина и др. [7].

Заметим, что связь между формой суточных вариаций геомагнитного поля на приполюсных станциях и секторной структурой межпланетного магнитного поля является настолько четкой, что можно указать с большой степенью вероятности (по данным работы [6], в среднем около 80%) знак сектора межпланетного магнитного поля для каждого дня, начиная с 1958 г. (Мансуров и Мансурова [6], Фриис-Кристенсен и др. [27]).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Экспериментальные данные, рассмотренные нами в предыдущей главе, свидетельствуют о том, что как состояние магнитосферы в целом, так и интенсивность геомагнитных возмущений определяются состоянием и параметрами солнечного ветра, в первую очередь его скоростью и магнитным полем. Последовательность явлений, развивающихся в магнитосфере во время магнитной бури (движение и ускорение плазмы, формирование потоков высыпающихся частиц, изменение конфигурации силовых линий геомагнитного поля), была рассмотрена в работе [5], в связи с чем в этой главе мы опустим описание морфологии этих явлений и займемся в основном рассмотрением их физической природы. При этом, поскольку развитие магнитной бури связано с крупномасштабной конвекцией магнитосферной плазмы и соответственно генерацией электрических полей в магнитосфере, мы начнем с анализа взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем и механизма генерации магнитосферных электрических полей.

§ 1. МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В МАГНИТОСФЕРЕ (ОСНОВНЫЕ ГИПОТЕЗЫ)

Мысль о том, что развитие магнитной бури связано с появлением электрических полей в околоземном космическом пространстве, возникла давно. В более или менее явной форме она содержится в классических работах Чепмена, Ферраро и Альвена. Однако с позиций современных представлений о физике околоземного космического пространства идея о существовании крупномасштабных электрических полей в магнитосфере была сформулирована в 1961 г. Эксфордом и Хайнсом [26] и Данжи [29]. За прошедшие с тех пор более чем десять лет появилось много работ, в той или иной степени уточняющих или модифицирующих модели Эксфорда—Хайнса и Данжи, однако ясного представления

о механизме генерации электрических полей в магнитосфере и об их конфигурации все еще не получено.

Очень содержательный и детальный анализ различных теорий возникновения электрического поля в магнитосфере и их сопоставление содержится в обзоре Обаяши и Нишида [38]. Согласно данной в этом обзоре классификации различные механизмы генерации электрических полей в магнитосфере могут быть объединены в следующие три группы:

1) поляризация плазмы в поверхностных слоях магнитосферы в результате ее движения поперек магнитного поля под действием сил вязкости;

2) проникновение в магнитосферу межпланетного электрического поля, обусловленного движением мимо Земли намагниченного потока солнечной плазмы;

3) поляризация внутримангнитосферной плазмы в результате различного дрейфа энергичных протонов и электронов в неоднородном геомагнитном поле.

Рассмотрим вкратце конфигурацию и область существования электрического поля E , возникающего в результате действия перечисленных выше механизмов.

Согласно первоначальной идее Эксфорда и Хайнса [26] электрическое поле в магнитосфере, направленное от утренней стороны Земли к вечерней, возникает в результате поляризации плазмы, движущейся по направлению к Земле под действием градиента газового давления, при этом градиент давления возникает в результате увлечения магнитосферной плазмы солнечным ветром и ее накопления в хвостовой части магнитосферы. Естественно, что в этом случае поле E должно существовать во всей области движения плазмы. В области, где авроральная плазма отсутствует, т. е. в спокойных условиях на $L < 10$, интенсивность и конфигурация электрического поля остаются неопределенными, хотя и можно полагать, что поле E в этой области должно быть значительно ослабленным.

Модифицированная модель Эксфорда и Хайнса [27], учитывающая новые данные о строении магнитосферы, основана на предположении, что дрейф плазмы к Земле возникает в результате существования поля E , направленного от утренней стороны Земли к вечерней, тогда как само поле E генерируется в узком поверхностном слое магнитосферной плазмы, увлекаемой солнечным ветром (в случае идеальной проводимости магнитосферной плазмы и выполнения условия вмороженности: $E + (1/c) v \times B = 0$ — оба рассмотренных выше случая трудно различимы). В этом случае интенсивность электрического поля в магнитосфере может быть оценена следующим образом. Допустим, что интенсивность поля поляризации в поверхностном слое $E_p \approx v \cdot B/c$. В силу высокой проводимости плазмы солнечного ветра поле E вне магнитосферы должно отсутствовать; соответственно поверхность магнитосферы должна быть эквипотенциальной. Таким

образом, суммарная разность потенциалов вдоль произвольного профиля, пересекающего магнитосферу, должна равняться нулю:

$$E_p \cdot 2\delta + E_m \cdot 2R_m = 0, \quad (5)$$

где δ — толщина поверхностного слоя; R_m — радиус поперечного сечения магнитосферы; E_m — интенсивность электрического поля в магнитосфере. Отсюда непосредственно следует, что $E_m \approx \approx E_p \cdot \delta / R_m \approx 0,01 E_p$. Полагая интенсивность магнитного поля в переходной области $B \leq 20\gamma$ и скорость движения плазмы в этом слое $v \leq 5 \cdot 10^7$ см/с, находим, что $E_m \leq 10^{-6}$ В/см. Полученная таким образом величина поля E соответствует, как было показано ранее (с.25), спокойным условиям и не может обуславливать процессов, наблюдаемых в магнитосфере во время бури.

Открытая модель магнитосферы, основанная на допущении Данжи о пересоединении силовых линий магнитосферного и межпланетного магнитных полей, была представлена на рис. 7, б. Согласно этой модели в магнитосфере можно выделить три существенно различные области.

а). Полярные шапки. Выходящие из них силовые линии магнитного поля погружены непосредственно в плазму солнечного ветра и движутся вместе с ним, в связи с чем в обеих полярных шапках существует (при южной ориентации поля солнечного ветра) приблизительно равное по величине и однородное электрическое поле, направленное от утренней стороны Земли к вечерней.

б). Хвост магнитосферы, простирающийся от $L = 5 \div 6$ до ночной нейтральной точки, расположенной на расстоянии порядка $500 R_E$ от Земли. Во всей этой области плазма движется к Земле под действием растянутых и стремящихся сократиться силовых линий геомагнитного поля; соответственно в этой области существует поле E , также направленное от утренней стороны Земли к вечерней (более подробное описание этого процесса дано в работе Пиддингтона [42]).

в). Центральные области магнитосферы, обтекаемые движущейся из хвоста магнитосферы плазмой, где поле, скорее всего, мало (см. § 2 гл. II).

Таким образом, распределение поля E в модели Данжи в общих чертах совпадает с таковым в модели Эксфорда — Хайнса.

В существенно модифицированной форме модель открытой магнитосферы представлена в работе Нишида [37]. На рис. 16 приведена согласно данным этой работы конфигурация силовых линий геомагнитного поля (в плоскости меридиана утро—вечер) при различной ориентации межпланетного поля. Как видно из рисунка, поле E в полярных шапках при этом оказывается направленным от утренней стороны Земли к вечерней, независимо от направления межпланетного магнитного поля. При этом, как мы уже говорили ранее, в отличие от модели Данжи, силовые линии геомагнитного поля, пересоединяющиеся с силовыми линиями межпланетного магнитного поля, в модели Нишида пересекают

поверхность Земли лишь в узкой полосе, расположенной вдоль дневного сектора аврорального овала.

Выше мы рассмотрели основные гипотезы о генерации электрического поля в магнитосфере Земли в случае ее обтекания стацио-

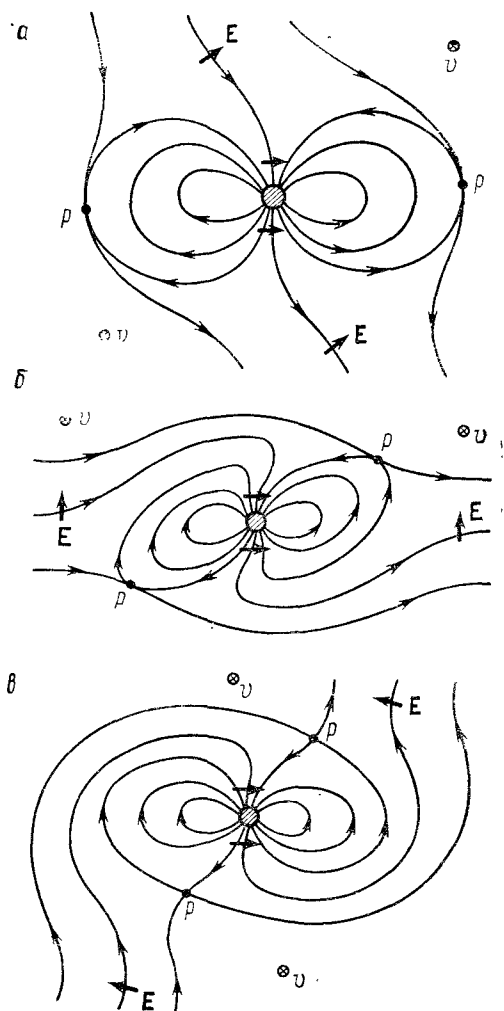


Рис. 16. Пересоединение силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра при различной ориентации ММП [37]:

P — точка пересоединения.

нарным потоком солнечной плазмы. Если же параметры солнечного ветра меняются, то возникающие при этом нестационарные процессы могут обусловить дополнительный механизм генерации

электрических полей. В связи с этим рассмотрим вкратце механизм генерации поля E в магнитосфере, предложенный Огути [39]. Суть предложенной им теории состоит в следующем. Как мы уже говорили, движущийся мимо Земли поток намагниченной солнечной плазмы обладает в неподвижной относительно Земли системе отсчета электрическим полем $E_w = -(1/c) \cdot v_w \times B_w$, где v_w — скорость солнечного ветра; B_w — интенсивность межпланетного магнитного поля. Если скорость или интенсивность магнитного поля солнечного ветра меняются, то E_w также меняется,

что приводит к возникновению в солнечном ветре инерционных (или поляризационных) электрических токов с плотностью

$$j = (nm_p c^2 / B^2) (\partial E_w / \partial t), \quad (6)$$

где m_p — масса протона; n — концентрация частиц в солнечном ветре. Эти токи замыкаются частично вдоль магнитопаузы, а частично через магнитосферу: вдоль силовых линий геомагнитного поля и через ионосферу (рис. 17) [39]. При этом очевидно, что в магнитосфере

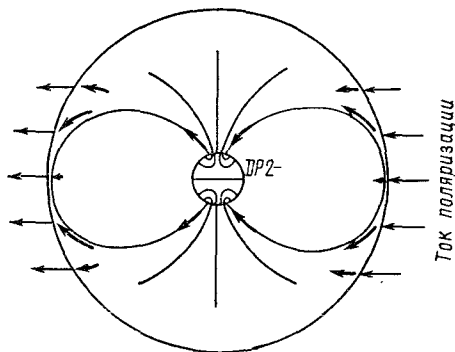


Рис. 17 Магнитосферно-ионосферная система электрических токов [39].

токи текут вдоль силовых линий, касающихся магнитопаузы и соответственно проходящих через нейтральные точки, т. е. втекают и вытекают из ионосферы в утренние и вечерние часы в области широт $\Phi = 75 \div 80^\circ$; связанные с этими токами холловские токи, текущие непосредственно в ионосфере, предполагаются ответственными за DP2-вариацию.

Таким образом, теория Огути качественно объясняет закономерности протекания геомагнитных вариаций в высоких широтах: конфигурацию соответствующих им токовых систем (см. гл. III) и их связь с параметрами солнечного ветра. Однако количественная сторона этой теории вызывает некоторые сомнения. Прежде всего интенсивность поля E_m в магнитосфере определяется относительной величиной сопротивления немагнитосферной и внутримагнитосферной токовых цепей. Поскольку соотношение этих величин неизвестно, не ясно, какая часть поля E_w проникает в глубь магнитосферы.

Во-вторых, интенсивность токов поляризации оценена Огути не вполне корректно. В самом деле, плотность этих токов получена им из уравнения движения

$$nm_p \{ \partial v_w / \partial t + (v_w \cdot \nabla) v_w \} = (1/c) (j \times B) - \nabla p. \quad (7)$$

Огути [39] полагает, что, если не учитывать тормозящего действия магнитосферы, первый член в левой части равенства (7) много больше второго, что и приводит к плотности тока j , даваемой выражением (6). Однако последнее предположение далеко не очевидно, и скорее можно думать, что в потоке свободно движущейся плазмы (тормозящее действие магнитосферы не учитывается) частицы движутся так, что $\partial \mathbf{v}_w / \partial t + (\mathbf{v}_w \nabla) \mathbf{v}_w$ близко к нулю, что должно привести к существенному ослаблению токов поляризации.

Что касается электрического поля внутримангнитосферных источников (поляризация горячей плазмы), то несмотря на то, что этому вопросу посвящено достаточно много работ (см. обзор Обаяши [8]), четких представлений о его интенсивности и конфигурации не существует. Ясно лишь, что интенсивность такого поля может быть достаточно велика, а его направление в зависимости от принимаемых параметров плазмы (ее пространственного распределения, соотношения между энергией электронов и протонов) и геомагнитного поля может быть практически любым.

Итак, механизм генерации электрических полей в магнитосфере во время магнитных бурь не вполне ясен, хотя не вызывает сомнений тот факт, что появление поля $\mathbf{E}$ в магнитосфере самым тесным образом связано с появлением в солнечном ветре магнитного поля южного направления. При этом большинство исследователей, в том числе и один из авторов гипотезы вязкого взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем — Эксфорд [41], считают, что определяющим в этом механизме является процесс пересоединения силовых линий магнитных полей Земли и солнечного ветра. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть этот процесс более детально.

§ 2. ТЕОРИЯ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Итак, постараемся выяснить, что имеется в виду под термином "пересоединение" силовых линий магнитного поля и каков механизм этого пересоединения. Для этого, следуя анализу Йеа и Эксфорда [49], рассмотрим сначала следующую элементарную задачу. Пусть в однородной и несжимаемой жидкости с проводимостью σ в некоторый момент времени $t = 0$ задано магнитное поле $\mathbf{B} = \pm B_0 \mathbf{e}_y$ при $x \geq 0$ соответственно (рис. 18). Вследствие конечной проводимости жидкости интенсивность токов в переходном слое, разделяющем области с противоположно направленными полями, затухает, и если жидкость неподвижна, то изменение поля со временем описывается уравнением диффузии

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = (c^2 / 4\pi\sigma) (\partial^2 \mathbf{B} / \partial x^2), \quad (8)$$

решение которого имеет вид

$$\mathbf{B}(x, t) = (2/\sqrt{\pi}) B_0 \operatorname{erf}(\pi \sigma x^2 / c^2 t)^{1/2}. \quad (9)$$

Из равенства (9) видно, что толщина переходного слоя, характеризующегося пониженной интенсивностью магнитного поля, равна $\delta = (c^2 t / \pi \sigma)^{1/2}$ и увеличивается со временем. Таким образом, в ходе рассматриваемого процесса область, занятая магнитным полем, непрерывно уменьшается; однако противоположно направленные силовые линии магнитного поля не пересоединяются, и их следует скорее рассматривать как аннигилирующие при слиянии в нейтральном слое $x = 0$. При этом энергия аннигилирующего магнитного поля непосредственно превращается в тепло.

В то же время равенство (9) показывает, что скорость диффузии, равная $d\delta/dt = (1/2) (c^2 / \pi \sigma t)^{1/2}$, уменьшается со временем, вследствие чего процесс слияния силовых линий магнитного поля затухает. Очевидно, что для поддержания скорости диффузии на достаточно высоком уровне необходимо обеспечить существование достаточно большого градиента интенсивности магнитного поля.

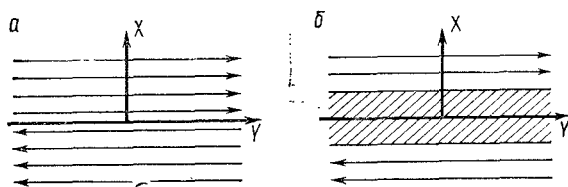


Рис. 18. Диффузия и аннигиляция силовых линий магнитного поля:

Конфигурация поля в начальный момент (а) и по истечении некоторого времени (б).

Соответствующий градиент магнитного поля может быть создан и может поддерживаться в результате движения жидкости (например, под действием электрического поля; перпендикулярного к магнитному) по направлению к нейтральному слою (Паркер [37], Свит [46]). Действительно, в этом случае изменение магнитного поля со временем описывается уравнением

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + (c^2 / 4\pi \sigma) \nabla^2 \mathbf{B} \quad (10)$$

(где $\mathbf{v}$ — скорость движения плазмы), или в случае рассматриваемой нами одномерной задачи и постоянной скорости $v_x = \pm v_0$ при $x \geq 0$

$$\partial B_y / \partial t = -v_x (\partial B_y / \partial x) + (c^2 / 4\pi \sigma) (\partial^2 B_y / \partial x^2). \quad (10a)$$

Очевидно, что при выполнении равенства

$$v_x (\partial B_y / \partial x) = (c^2 / 4\pi \sigma) (\partial^2 B_y / \partial x^2) \quad (11)$$

скорость изменения интенсивности поля B_y со временем $\partial B_y / \partial t = 0$, т. е. мы получаем стационарный поток жидкости, обеспечивающий постоянную скорость слияния и аннигиляции силовых линий магнитного поля.

Интегрируя равенство (11), можно найти распределение поля B поперек переходного слоя, соответствующее рассматриваемому

нами стационарному случаю:

$$B_y = \pm B_{0y} [1 - \exp(-4\pi\sigma v_x \cdot x/c^2)]. \quad (12)$$

При этом полутолщина переходного слоя, равная

$$\delta = c^2/4\pi\sigma v_x, \quad (13)$$

поддерживается постоянной в результате баланса конвекции и диффузии силовых линий магнитного поля.

Чрезвычайно существенной особенностью рассматриваемой задачи является то, что, хотя скорость диффузии силовых линий магнитного поля явно зависит от проводимости среды (равенство (8)), скорость слияния последних при указанных выше условиях оказывается не связанной с проводимостью жидкости и определяется лишь скоростью конвекции v_x , т. е. в конечном счете интенсивностью наложенного извне электрического поля. Проводимость среды в этом случае определяет лишь распределение интенсивности магнитного поля в переходном слое и соответственно толщину последнего.

Следует заметить, однако, что приведенное выше рассмотрение не вполне корректно, поскольку мы предполагали, что жидкость (или плазма), дрейфующая к нейтральному слою, выводится из него, никак не влияя на дальнейший ход процесса, т. е. мы предположили существование идеального стока. В действительности же жидкость, поступающая в нейтральный слой, находится в нем в течение конечного времени, тормозя движение прилегающих к нему слоев. Таким образом, в любой реальной ситуации скорость слияния силовых линий магнитного поля определяется не только интенсивностью внешнего электрического поля, но и эффективностью процессов, обеспечивающих удаление жидкости из нейтрального слоя.

Рассмотрим в связи с этим предложенную Паркером [40] и Свитом [46] диффузионную модель пересоединения силовых линий магнитного поля. В этой модели стационарная конфигурация магнитного поля имеет вид, представленный на рис. 19, а; жидкость, предполагаемая несжимаемой, движется по направлению к нейтральному слою со скоростью v_x , равной скорости диффузии, определяемой равенством (13). При этом полутолщина переходного слоя δ неизвестна и должна быть определена из условий задачи. Вдоль слоя жидкость движется со скоростью v_y , величина которой может быть определена из следующих соображений. Из условий непрерывности потока жидкости следует, что

$$Lv_x = \delta v_y, \quad (14)$$

где $2L$ — размеры области, в которой жидкость течет к нейтральному слою (рис. 19); δ — полутолщина переходного слоя. Следовательно, $v_y = v_x \cdot L/\delta$. Таким образом, попадая в нейтральный слой, каждый элементарный объем рассматриваемой жидкости приобретает дополнительную кинетическую энергию $\Delta W \approx 1/2 \times$

$\times \rho v_y^2$. Поскольку единственным источником энергии в рассматриваемой задаче является аннигилирующее магнитное поле, можно, пренебрегая магнитной, а на достаточно большом расстоянии от нейтральной точки также и тепловой энергией, полагать, что

$$v_y \delta \rho v_y^2 / 2 \leq v_x L \cdot B_0^2 / 8\pi,$$

откуда, учитывая (14):

$$v_y^2 = B_0^2 / 4\pi\rho = v_A^2, \quad (15)$$

т. е. жидкость растекается вдоль нейтрального слоя со скоростью, не превышающей альвеновскую скорость в прилегающей к слою среде.

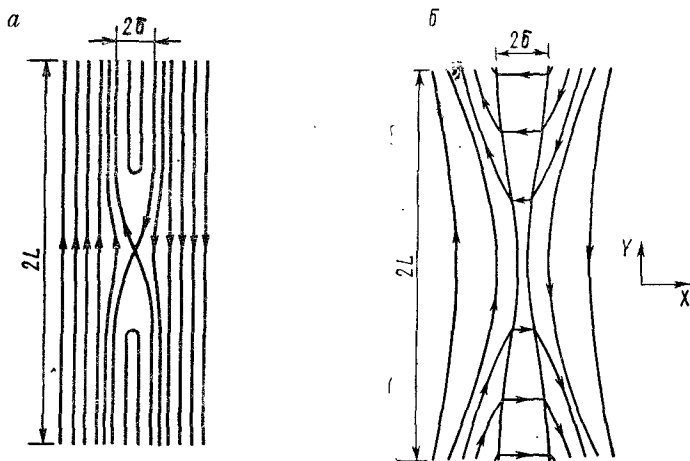


Рис. 19. Конфигурация силовых линий магнитного поля в моделях Паркера—Свита (а) и Петчека (б).

Подставляя скорость v_y в равенство (14), можно оценить толщину переходного слоя: $\delta = Lv_x / v_A^2$; в результате скорость слияния магнитных силовых линий (равенство (13)) оказывается равной

$$v_x = (c^2 v_A / 4\pi\sigma L)^{1/2} = v_A / (\text{Re}_m)^{1/2}, \quad (16)$$

где $\text{Re}_m = v_A L \cdot 4\pi\sigma / c^2$ — магнитное число Рейнольдса. Поскольку в реальных условиях, характерных для магнитосферы и солнечного ветра, магнитные числа Рейнольдса, как правило, очень велики, скорость пересоединения силовых линий магнитного поля оказывается много меньше альвеновской скорости.

Однако, как было указано Петчеком [10, 41], модель Паркера — Свита не вполне удовлетворительна по следующим причинам. Во-первых, в ней не учитывается тот факт, что скачок или область резкого градиента магнитного поля могут распространяться в плазме не только в результате диффузии, но и в виде магнитогидродинамической волны. Кроме того, предположение о посто-

янной толщине переходного слоя также является, как мы увидим ниже, необоснованным. В связи с этим Петчеком была предложена модель движения несжимаемой и высокопроводящей жидкости, представленная на рис. 19, б. Как видно из него, в этой модели переходный слой ограничен двумя волновыми фронтами, на которых имеет место резкое изменение направления и интенсивности магнитного поля. В рассматриваемом нами стационарном случае эти фронты неподвижны относительно нейтрального слоя, в то время как жидкость движется через них по направлению к этому слою с альвеновской скоростью $v_n = B_n / (4\pi \rho)^{1/2}$ (Ландау и Лифшиц [7]). Предполагая, что угол наклона волновых фронтов по отношению к оси Y мал, легко видеть, что

$$v_x \approx v_n = \frac{B_x}{(4\pi \rho)^{1/2}} = \frac{B_y}{(4\pi \rho)^{1/2}} \frac{B_x}{B_y} = b_x v_A, \quad (17)$$

где $b_x = B_x / B_y$; $v_A = B_y / (4\pi \rho)^{1/2}$ — альвеновская скорость в жидкости вне переходного слоя.

Параметры переходного слоя и скорость растекания жидкости вдоль него можно оценить следующим образом. Используя, как и в предыдущей модели, условие непрерывности

$$v_x y = v_y \delta \quad (18)$$

и уравнение количества движения

$$(d/dy) (\rho v_y^2 \delta) = -B_y B_x / 4\pi, \quad (19)$$

находим, что

$$(v_x^2 / v_A^2) (d/dy) (y^2 / \delta) = -B_x / B_y. \quad (20)$$

Подставляя в равенство (20) значение v_x из (17), легко видеть, что толщина переходного слоя δ зависит от координаты y , и если интенсивность поля B_x принять в волновой области постоянной, то δ растет по мере удаления от нейтральной точки по линейному закону $\delta = b_x |y|$. При этом скорость растекания жидкости вдоль слоя равна, как видно из равенств (18) и (17), $v_y = v_A$, т. е., как и в модели Паркера — Свита, она равна скорости альвеновских волн вне слоя и не зависит от интенсивности приложенного извне электрического поля.

То обстоятельство, что толщина переходного слоя в рассматриваемой модели увеличивается с ростом y , снимает те весьма жесткие ограничения, которые накладываются на скорость слияния магнитных силовых линий v_x уравнением непрерывности (18) при условии $v_y \leq v_A$ и $\delta = \text{const}$. В результате этого величина v_x оказывается в значительной мере произвольной и определяется, в основном, интенсивностью внешнего электрического поля. Равенство (17) в этом случае определяет не столько величину v_x , сколько b_x , т. е. угол наклона фронта волны к оси Y , устанавливающийся при изменении поля E каждый раз таким, чтобы нормальная компо-

нента скорости пересечения жидкостью фронта волны равнялась величине $B_n/(4\pi\rho)^{1/2}$.

Однако полученное таким образом решение справедливо лишь в той области пространства, где волновые процессы являются основным механизмом распространения возмущений магнитного поля, т. е. на определенном удалении от нейтральной точки. В непосредственной окрестности этой точки градиенты магнитного поля оказываются настолько большими, что процессы диффузии являются в этой области преобладающими. Таким образом, решение, полученное для волновой области, должно быть согласовано с паркеровским решением для зоны диффузии. В этом случае скорость слияния силовых линий магнитного поля оказывается ограниченной и равной, согласно расчетам Петчека [41]:

$$v_x \leq \pi v_A / (4 \ln \text{Re}_m). \quad (21)$$

Величина $\ln(\text{Re}_m)$ в условиях магнитосферы и солнечного ветра редко превышает 10, так что $v_x \approx 0,1 v_A$.

Следует, однако, заметить, что указанное решение получено Петчеком при весьма произвольных предположениях относительно конфигурации магнитного поля в переходном слое и в особенности в диффузионной области. В значительно более общем виде анализ этой проблемы был выполнен в работе Йеха и Эксфорда [49]. В этой работе дается самосогласованное решение уравнений магнитной гидродинамики для стационарного двумерного потока несжимаемой высокопроводящей жидкости. Основные идеи рассматриваемой работы состоят в следующем.

Выберем цилиндрическую систему координат с осью Z , направленной вдоль нейтральной линии (т. е. перпендикулярно к плоскости чертежа на рис. 18, 19). В рассматриваемом нами двумерном случае ($\partial/\partial z = 0$) все величины зависят только от переменных r и θ , так что основные уравнения магнитной гидродинамики для несжимаемой жидкости могут быть записаны в виде

$$\text{div } \mathbf{v} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial r} v_r + \frac{1}{r} v_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} v_\theta = 0; \quad (22)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial r} B_r + \frac{1}{r} B_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} B_\theta = 0; \quad (23)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0 \quad \begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_z = 0, \quad \frac{\partial}{\partial r} E_z = 0, \\ \frac{\partial}{\partial r} E_\theta + \frac{1}{r} E_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_r = 0; \end{cases} \quad (24, 24a) \quad (25)$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_r + \frac{1}{c} v_\theta B_z - \frac{1}{c} v_z B_\theta &= \frac{1}{\sigma} j_r, \end{aligned} \right. \quad (26)$$

$$j = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \left\{ \begin{aligned} E_\theta + \frac{1}{c} v_z B_r - \frac{1}{c} v_r B_z &= \frac{1}{\sigma} j_\theta, \end{aligned} \right. \quad (27)$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_z + \frac{1}{c} v_r B_\theta - \frac{1}{c} v_\theta B_r &= \frac{1}{\sigma} j_z; \end{aligned} \right. \quad (28)$$

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \nu \nabla^2 \mathbf{v},$$

$$\rho \left[\left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) v_r - \frac{1}{r} v_\theta^2 \right] - \frac{1}{4\pi} \left[\left(B_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} B_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) B_r - \frac{1}{r} B_\theta^2 \right] +$$

$$+ \frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \omega_z; \quad (29)$$

$$\rho \left[\left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) v_\theta + \frac{1}{r} v_r v_\theta \right] - \frac{1}{4\pi} \left[\left(B_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} B_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) B_r + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{r} B_r B_\theta \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} = \rho \nu \frac{\partial}{\partial r} \omega_z; \quad (30)$$

$$\rho \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) v_z - \frac{1}{4\pi} \left(B_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} B_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) B_z =$$

$$= -\rho \nu \left(\frac{\partial}{\partial r} \omega_\theta + \frac{1}{r} \omega_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \omega_r \right); \quad (31)$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \begin{cases} j_r = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial \theta} B_r, \\ j_\theta = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} B_z, \\ j_z = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial r} B_\theta + \frac{1}{r} B_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} B_r \right), \end{cases} \quad (32)$$

где $P = p + B^2/8\pi$; $\omega = \text{rot } \mathbf{v}$; ν — кинематическая вязкость; σ — проводимость среды.

Введем, как обычно, векторный потенциал $\mathbf{A}$ и токовую функцию ψ , такие, что $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ и $\mathbf{v} = \text{grad } \psi \times \mathbf{e}_z$. Учитывая, что в рассматриваемом нами двумерном случае $\partial/\partial_z = 0$, имеем

$$B_r = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta}, \quad B_\theta = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (33)$$

и соответственно

$$j_z = (-c/4\pi) \nabla^2 A_z, \quad (34)$$

$$\omega_z = -\nabla^2 \psi. \quad (35)$$

Поскольку A_z является единственной компонентой вектора $\mathbf{A}$, определяющей поле $\mathbf{B}$, значок z в дальнейшем будем опускать.

Подставляя равенства (33)–(35) в (28), получаем

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) = c E_z + \frac{c^2}{4\pi \sigma} \nabla^2 A. \quad (36)$$

Исключая P из равенств (29) и (30), имеем

$$\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \nabla^2 \psi - \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \nabla^2 A = \rho \nu \nabla^4 \psi. \quad (37)$$

Кроме того, как видно из равенств (24, 24 а), $E_z = \text{const}$.

Если задана величина электрического поля E_z , то уравнения (36) и (37) с соответствующими граничными условиями опре-

деляют величины ψ и A и тем самым v_r , v_θ , B_r и B_θ . Таким образом, система уравнений (22)—(32) в рассматриваемом нами двумерном случае распадается на две независимые системы, из которых одна (уравнения (28) и (29)) определяет величины v_r , v_θ , B_r , B_θ и P при заданном E_z , а другая — переменные v_z , B_z , E_r и E_θ . В дальнейшем нас будет интересовать лишь первая из этих систем, описывающая конфигурацию силовых линий магнитного поля и движение жидкости в плоскости чертежа на рис. 18 и 19.

Рассмотрим сначала решение уравнений (36) и (37) на достаточно больших расстояниях от нейтральной точки. Тогда магнитные числа Рейнольдса, соответствующие условиям задачи, будут велики, и мы сможем пренебречь в этих уравнениях членами, содержащими величины $1/\sigma$ и v , т. е. получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) &= c E_z; \\ \rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \nabla^2 \psi &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \nabla^2 A. \end{aligned} \quad (38)$$

Полученная система уравнений (38) может иметь различные решения в зависимости от формы граничных условий. В частности, решением (38) является

$$\begin{cases} \psi_1 = c_1 r \cos(\theta + \theta_0), \\ A = c_2 r \cos(\theta + \theta_0), \end{cases} \quad (39)$$

что соответствует однородному полю $\mathbf{v}$ в однородном поле $\mathbf{B}$ при $\mathbf{v} = (c/B^2) (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$. Очевидно, что это решение особого интереса не представляет.

Будем искать решение в более общей форме:

$$A = rf(\theta), \quad \psi = rg(\theta), \quad (40)$$

при этом

$$B_r = \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta}, \quad B_\theta = -f(\theta),$$

$$v_r = \frac{\partial g(\theta)}{\partial \theta}, \quad v_\theta = -g(\theta).$$

Заметим, что, как видно из равенств (40), в искомом нами решении интенсивность магнитного поля $\mathbf{B}$ и скорость движения $\mathbf{v}$ не зависят от расстояния r , т. е. рассматривается весьма частный случай возможных конфигураций магнитного поля.

Подставляя значения A и ψ , определяемые равенствами (40), в (38), находим, что функции $f(\theta)$ и $g(\theta)$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$f \cdot dg/d\theta - g \cdot df/d\theta = cE, \quad (41)$$

$$\frac{d}{d\theta} \left[\rho g \left(\frac{d^2 g}{d\theta^2} + g \right) - \frac{1}{4\pi} f \left(\frac{d^2 f}{d\theta^2} + f \right) \right] = 0. \quad (42)$$

Уравнение (42) непосредственно интегрируется:

$$\rho g \left(\frac{d^2 g}{d\theta^2} + g \right) - \frac{1}{4\pi} f \left(\frac{d^2 f}{d\theta^2} + f \right) = \text{const} = \alpha \sqrt{\frac{\rho E_z}{4\pi}}, \quad (43)$$

где α — безразмерная постоянная интегрирования. Смысл параметра α ясен из следующего. Подставляя равенства (40) в уравнение (29) (при $\nu \rightarrow 0$) и учитывая (42), получаем:

$$\partial P / \partial r = (\alpha / r) (\rho E^2 / 4\pi)^{1/2}. \quad (44)$$

В то же время из уравнения (30) (при $\nu = 0$, $B_z = 0$, $v_z = 0$) следует, что

$$\partial P / \partial \theta = 0.$$

Таким образом, параметр α является мерой радиального градиента давления. При этом, поскольку интенсивность магнитного поля от r не зависит, $\partial P / \partial r = \partial p / \partial r$.

Итак, решение рассматриваемой проблемы сводится к решению системы уравнений (41) и (43). Исключим из этих уравнений переменную θ . Для этого воспользуемся равенством (41). Домножая его на $d\theta/df$, находим: $df/d\theta = cE/(f dg/df - g)$ и соответственно

$$\begin{aligned} \frac{dg}{d\theta} &= \frac{dg}{df} \frac{df}{d\theta} = cE \frac{dg}{df} : \left(f \frac{dg}{df} - g \right), \\ \frac{d^2 f}{d\theta^2} &= \frac{d}{df} \frac{df}{d\theta} \frac{df}{d\theta} = -c^2 E^2 f \frac{d^2 g}{df^2} : \left(f \frac{dg}{df} - g \right)^3, \\ \frac{d^2 g}{d\theta^2} &= \frac{d}{df} \frac{dg}{d\theta} \frac{df}{d\theta} = -c^2 E^2 g \frac{d^2 g}{df^2} : \left(f \frac{dg}{df} - g \right)^3. \end{aligned} \quad (45)$$

Подставляя полученные значения производных в равенство (43), приводим его к виду

$$\begin{aligned} c^2 E^2 \frac{d^2 g}{df^2} &= \left[1 + \alpha \sqrt{\frac{\rho E^2}{4\pi}} : \left(\frac{f^2}{4\pi} - \rho g^2 \right) \right] \left(f \frac{dg}{df} - g \right)^3, \\ \text{или} \quad c^2 E^2 \frac{d^2 f}{dg^2} &= \left[1 + \alpha \sqrt{\frac{\rho E^2}{4\pi}} : \left(\frac{f^2}{4\pi} - \rho g^2 \right) \right] \left(g \frac{df}{dg} - f \right)^3. \end{aligned} \quad (46)$$

Вводя новые переменные, определяемые равенствами

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \sqrt[4]{4\pi \rho c^2 E^2} \frac{1}{k} \cos \Phi, \\ g(\theta) &= \sqrt[4]{\frac{c^2 E^2}{4\pi \rho}} \frac{1}{k} \sin \Phi, \end{aligned} \quad (47)$$

уравнения (46) можно записать в виде

$$\frac{d^2 k}{d\Phi^2} = -k + \frac{\alpha}{k \cos 2\Phi} + \frac{1}{k^3}, \quad (48)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{dk^2} = \left(k - \frac{\alpha}{k \cos 2\Phi} - \frac{1}{k^3} \right) \left(\frac{d\Phi}{dk} \right)^3. \quad (48a)$$

Подставляя (47) в равенства (45), находим, что

$$\begin{aligned} \frac{df}{d\theta} &= -\sqrt[4]{4\pi\rho c^2 E^2} \left(\frac{dk}{d\Phi} \cos \Phi + k \sin \Phi \right), \\ \frac{dg}{d\theta} &= -\sqrt[4]{\frac{c^2 E^2}{4\pi\rho}} \left(\frac{dk}{d\Phi} \sin \Phi - k \cos \Phi \right). \end{aligned} \quad (49)$$

Соответственно равенство (41) принимает вид

$$d\Phi/d\theta = 1/k^2. \quad (50)$$

Очевидно, что в случае $\alpha \neq 0$ равенства (48) имеют особенность, связанную с разрывом вторых производных на прямых $\Phi_s = \pm \pi/4; \pm 3\pi/4$, которые делят фазовую плоскость на четыре равных сектора. При этом, как видно из (48а), в точке, где $d\Phi/dk = 0$, вторая производная $d^2\Phi/dk^2$ также равна нулю, и, следовательно, Φ не имеет локальных максимумов. Таким образом, в каждом из секторов Φ меняется монотонно, асимптотически приближаясь к одному из четырех значений Φ_s .

Вблизи точек $\Phi = \Phi_s$ величины k , f и g остаются непрерывными, но их производные, как мы видели, могут терпеть разрыв. Поскольку функции $f(\theta)$ и $g(\theta)$ определяют соответственно вектор-потенциал A и токовую функцию ψ , разрыв их производных должен быть связан с особенностями в плотности тока и вихря скорости. И в самом деле, как следует из равенства (34) при учете (49) и (50):

$$j_z = \frac{c}{4\pi r} \sqrt[4]{4\pi c^2 \rho E^2} \left(k^2 \frac{d^2 k}{d\Phi^2} + k^3 - \frac{1}{k} \right) \cos \Phi,$$

что дает при учете (48)

$$j_z = \frac{c}{4\pi r} \alpha \sqrt[4]{4\pi c^2 \rho E^2} \frac{k \cos \Phi}{\cos 2\Phi}. \quad (51)$$

Аналогичным образом равенство (35) сводится к

$$\omega_z = \frac{1}{2} \alpha \sqrt[4]{\frac{c^2 E^2}{4\pi\rho}} \frac{k \sin \Phi}{\cos 2\Phi}. \quad (52)$$

Из равенств (51) и (52) видно, что в непосредственных окрестностях сингулярных линий $\Phi = \Phi_s$ плотность тока j_z и интенсивность вихря скорости ω_z неограниченно возрастают (хотя, как можно показать, полный ток и скачок скорости остаются конечными). Заметим, что в случае однородного давления ($\alpha = 0$) особенность (разрыв производных f и g) в точках $\Phi = \Phi_s$ — исчезает. При $\alpha \neq 0$ уравнения (48) решаются путем численного интегрирования. Пример такого решения дан на рис. 20, где сплошной линией показаны силовые линии магнитного поля и пунктиром — токовые линии. Как видно из рисунка, решение таково, что поток течет к началу координат вдоль осей $\theta = 0; \pi$ и от начала координат вдоль осей $\theta = \pm \pi/2$. При принятых

параметрах решение оказалось таким, что скорость течения жидкости к началу координат, т. е. скорость слияния силовых линий магнитного поля, меньше, чем скорость растекания жидкости вдоль осей $\theta = \pm \pi/2$. В то же время интенсивность поля $\mathbf{B}$ в потоке, движущемся к нейтральной точке, оказывается больше, чем интенсивность магнитного поля в растекающемся потоке. Таким образом, в рассматриваемом случае, так же как и в моделях Паркера — Свита и Петчека, происходит превращение энергии магнитного поля в кинетическую энергию потока.

На линиях $\theta = \text{const}$, соответствующих $\Phi = \Phi_s$, радиальные компоненты скорости и интенсивности магнитного поля терпят разрыв, т. е., как и в модели Петчека, области, в которых жидкость течет к нейтральной точке и от нее, разграничены двумя ударными волнами. При этом по обе стороны разрыва $4\pi \rho v_\theta^2 = B_\theta^2$, т. е. жидкость пересекает разрыв с альвеновской скоростью.

Так выглядит решение системы уравнений (36) и (37) в области, где можно пренебречь конечной проводимостью среды. Однако по мере приближения к нейтральной точке интенсивность токов, как видно из равенства (54), возрастает настолько, что процессами диссипации пренебречь уже нельзя. Решение в этой области может быть получено следующим образом. Вблизи нейтральной точки ($r = 0$) интенсивность магнитного поля мала; в связи с этим в выражении закона Ома (равенства (26)–(28)) можно пренебречь членом $(1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$. В результате равенство (34) можно переписать в виде

$$c/(4\pi\sigma)\nabla^2 A + E_z = 0. \quad (53)$$

Общее решение уравнения (53) имеет вид

$$A = -Er^2\pi\sigma/c + \sum_n r^n (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta). \quad (54)$$

Очевидно, что для согласования этого решения с решением во внешней области все коэффициенты при $\cos n\theta$ и $\sin n\theta$, кроме

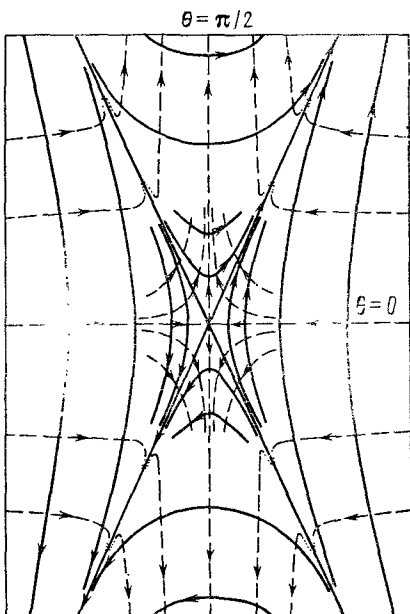


Рис. 20. Конфигурация силовых линий потока в модели Пета и Экфорда.

a_2 и b_2 , должны равняться нулю, так что

$$A = -Er^2\pi\sigma/c(1 - \cos 2\theta/\cos 2\beta). \quad (55)$$

При этом

$$\left. \begin{aligned} B_r &= -2\sigma Er \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\beta}, \\ B_\theta &= 2\sigma Er \left(1 - \frac{\cos 2\theta}{\cos 2\beta}\right), \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

где β — угол, подбираемый так, чтобы решение (55) для диффузионной области могло быть согласовано с решением во внешней области.

Токовая функция ψ удовлетворяет, как мы видели, уравнению (37). Пренебрегая членом, содержащим вязкость жидкости ν , и учитывая, что $\nabla^2 A$ согласно (53) является величиной постоянной, получаем*

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial\psi}{\partial r}\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\nabla^2\psi = 0. \quad (57)$$

Учитывая, что во внешней области вдоль направлений $\theta = 0$; $\pm \pi/2$; π , ω_z , a , стало быть, и $\nabla^2\psi$ (равенство (35)) равны нулю, в качестве первого приближения можно принять

$$\nabla^2\psi = 0. \quad (58)$$

Решение уравнения (58), согласующееся с решением для внешней области, имеет форму

$$\psi = -\gamma r^2 \sin 2\theta \quad (59)$$

$$\text{и } v_r = -2\gamma r \cos 2\theta, \quad v_\theta = 2\gamma r \sin 2\theta. \quad (60)$$

Таким образом, жидкость течет к нейтральной точке вдоль линий $\theta = 0$; π и от нейтральной точки вдоль линий $\theta = \pm \pi/2$, как и во внешней области. В точке $r = 0$ скорость равна нулю. Константа γ подбирается так, чтобы согласовать решения в двух областях.

Итак, мы видим, что пересоединение силовых линий магнитного поля легко может иметь место и в высокопроводящей жидкости. При этом проводимость среды определяет лишь размеры области, в которой нарушается условие вмерзновенности $\mathbf{E} + (1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$ и где силовые линии магнитного поля диффундируют относительно жидкости (плазмы). Что же касается скорости пересоединения силовых линий, то она всецело определяется граничными условиями, определяющими градиент давления, и интенсивностью внешнего электрического поля E_z .

Но вернемся к проблеме генерации электрических полей в магнитосфере Земли. В какой степени процессы пересоединения силовых линий магнитного поля определяют интенсивность искомого электрического поля?

К сожалению, следует признать, что приведенный выше анализ рассматриваемой проблемы не позволяет ответить ни на один

из интересующих нас вопросов. Прежде всего, как следует из вышеизложенного, электрическое поле E_z не столько определяется скоростью пересоединения силовых линий, сколько само, являясь источником движения плазмы, определяет эту скорость. Таким образом, процессы пересоединения силовых линий магнитного поля оказываются существенными и представляют интерес не как механизм генерации электрического поля, а как способ передачи поля E , существующего в области, заполненной солнечным ветром, в глубь магнитосферы. Однако в рассмотренном выше двумерном случае этот вопрос и не возникает, поскольку при

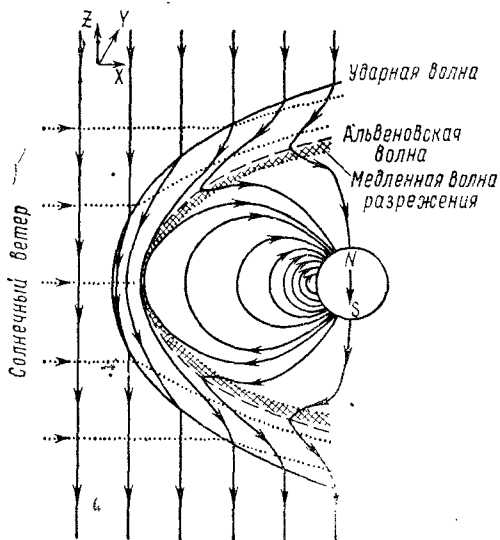


Рис. 21. Конфигурация силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра в трехмерной модели Петчека.

условии $\partial \mathbf{V} / \partial t = 0$ тангенциальная компонента электрического поля неразрывна при переходе через любую поверхность, а при условии $\partial / \partial z = 0$ поле E_z , как мы видели (равенства (24)), вообще не зависит от координат (θ , r), т. е. если поле E_z существует вне магнитосферы, то оно обязательно существует и внутри нее. Правда, в этом случае не совсем ясно, что представляет собой магнитосфера и каковы свойства магнитопаузы.

Очевидно, что картина должна существенно измениться при переходе к трехмерному случаю. Попытка обобщить указанные выше результаты на случай трехмерной магнитосферы была сделана Петчеком [10]. Предложенная им конфигурация силовых линий геомагнитного поля (рис. 21) получена путем простой деформации рисунков 19, б и 20, состоящей в том, что оси OZ и OY на этих рисунках изгибаются таким образом, чтобы их можно

было совместить соответственно с экваториальным и меридиональным сечениями магнитопаузы. Если при этом считать силовые линии магнитного поля бесконечно проводящими и соответственно эквипотенциальными, то поле $\mathbf{E}$ в магнитосфере находится путем геометрической проекции межпланетного поля $\mathbf{E}_w = (-1/c) \times (\mathbf{v}_w \times \mathbf{B}_w)$ в магнитосферу.

Однако в действительности ситуация оказывается много сложнее, чем это представляется на первый взгляд. Прежде всего, не совсем ясно, насколько справедливы результаты приведенного выше анализа плоской задачи в трехмерном случае. В самом деле, если в точках, расположенных вдоль деформированной оси Y (меридиональное сечение магнитопаузы), поле $\mathbf{E}_w$ по-прежнему параллельно оси Z (в данном случае — параллельно касательной к оси Z), то в экваториальном сечении это поле оказывается направленным под самыми разными (в зависимости от местного времени) углами; в частности, в утренние и вечерние часы оно направлено перпендикулярно к локальной оси Z .

Во-вторых, как видно из рисунка, силовые линии магнитного поля терпят довольно резкий излом вблизи магнитопаузы (следует заметить, что ход силовых линий магнитного поля (сплошные линии) показан на этом рисунке не совсем верно, поскольку резкий изгиб силовых линий должен наблюдаться не только на фронте внешней альвеновской волны, но также и на фронте внутренней волны разрежения. Можно показать, что деформация силовых линий в этой области оказывается тем больше, чем больше проводимость среды. Соответственно и градиенты магнитного поля вблизи магнитопаузы оказываются достаточно большими и увеличиваются с ростом проводимости плазмы солнечного ветра. В этом случае процессы диссипации в переходной области могут быть настолько интенсивными, что условия замороженности в этой области нарушаются и силовые линии магнитного поля уже нельзя считать эквипотенциальными, в связи с чем простое геометрическое проектирование поля $\mathbf{E}_w$ в магнитосферу оказывается невозможным. В терминах движения силовых линий эту ситуацию можно представить так: хотя силовые линии межпланетного магнитного поля и имеют вблизи магнитопаузы общую касательную с силовыми линиями геомагнитного поля, они скреплены с ними не жестко и скользят вдоль магнитопаузы, не увлекая за собой (или неполностью увлекая) силовые линии геомагнитного поля.

Поскольку детальный расчет полей $\mathbf{B}$, $\mathbf{v}$ и $\mathbf{E}$ в трехмерном случае представляется чрезвычайно сложным, попытаемся оценить интенсивность поля $\mathbf{E}$ (или хотя бы условия его существования) в магнитосфере, исходя из более общих соображений, не пытаясь рассчитать его распределение в переходной области. При этом мы воспользуемся результатами анализа рассматриваемой проблемы, выполненного Пудовкиным и Шумиловым [12, 49] и Пудовкиным и Семеновым.

Прежде чем начать непосредственное рассмотрение интересующей нас задачи, напомним некоторые соотношения из электродинамики движущихся сред.

Пусть в некоторой точке M ($\mathbf{r}'$) (рис. 22) находится элементарный ток $\mathbf{j}(\mathbf{r}') dV$, создающий в точке P ($\mathbf{r}_p$) магнитное поле

$$d\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{[\mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \mathbf{r}]}{r^3} dV = -\frac{1}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \nabla_p \frac{1}{r} dV, \quad (61)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}'$ и ∇_p берется по координатам точки P .

Если плазма, в которой течет ток $\mathbf{j}$, движется в произвольном направлении со скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{r}')$, то в точке P помимо магнитного поля $d\mathbf{B}$ существует также электрическое поле

$$d\mathbf{E} = (-1/c) (\mathbf{v} \times d\mathbf{B}) = d\mathbf{E}_{st} + d\mathbf{E}_{rot}, \quad (62)$$

где
$$d\mathbf{E}_{st} = -\frac{1}{c^2} \{ \mathbf{v}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') \} \nabla_p \frac{1}{r} dV, \quad (62a)$$

$$d\mathbf{E}_{rot} = \frac{1}{c^2} \mathbf{j} \left\{ \mathbf{v}(\mathbf{r}') \cdot \nabla_p \frac{1}{r} \right\} dV. \quad (62b)$$

Смысл разделения поля $d\mathbf{E}$ на две компоненты: $d\mathbf{E}_{st}$ и $d\mathbf{E}_{rot}$ — состоит в следующем. Как видно из равенства (62a), $\text{div}_p(d\mathbf{E}_{st}) = 4\pi/c^2 (\mathbf{v}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}'))$ и $\text{rot}_p(d\mathbf{E}_{st}) = 0$ (т. е. поле $d\mathbf{E}_{st}$ является потенциальным и может быть представлено как электростатическое поле зарядов с плотностью $\rho_e = (1/c^2) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{j})$, помещенных в точке M и ее окрестностях). Появление этого поля связано с релятивистским сокращением размеров движущихся тел (Пановский и Филлипс [9], Шерклиф [22]).

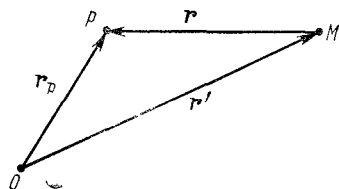


Рис. 22. К расчету электрического поля в магнитосфере.

Для выяснения физического смысла члена $d\mathbf{E}_{rot}$ найдем также и его пространственные производные:

$$\begin{aligned} \text{div}_p(d\mathbf{E}_{rot}) &= 0, \\ \text{rot}_p(d\mathbf{E}_{rot}) &= -\frac{1}{c^2} \left[\mathbf{j} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla_p) \nabla_p \frac{1}{r} \right] dV. \end{aligned} \quad (63)$$

При выводе последнего выражения учитывалось, что $\text{rot}_p \mathbf{j}(\mathbf{r}') = 0$ и $\nabla(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{a} \times \text{rot } \mathbf{b} + \mathbf{b} \times \text{rot } \mathbf{a} + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} + (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b}$. Используя векторное тождество $(\mathbf{c} \cdot \nabla) [\mathbf{a} \times \mathbf{b}] = \mathbf{a} \times (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{b} - \mathbf{b} \times (\mathbf{c} \cdot \nabla) \mathbf{a}$, равенство (63) можно привести к виду

$$\text{rot}_p(d\mathbf{E}_{rot}) = -\frac{1}{c^2} (\mathbf{v} \cdot \nabla_p) \left[\mathbf{j} \times \nabla_p \frac{1}{r} \right] dV.$$

что при учете равенства (61) дает

$$\operatorname{rot}_p (dE_{\text{rot}}) = (1/c) (\mathbf{v} \cdot \nabla_p) d\mathbf{B}.$$

Если по мере движения плазмы интенсивность текущих в ней токов меняется, то в правой части равенства (63) появится дополнительный член

$$\operatorname{rot}_p (dE_{\text{rot}})_1 = -\frac{1}{c} \left(\frac{dj}{dt} \times \nabla_p \frac{1}{r} \right) dV.$$

Таким образом, электрическое поле $\mathbf{E}$, создаваемое движущимися источниками магнитного поля, может быть представлено как сумма электростатического и вихревого полей:

$$\mathbf{E}_{\text{st}} = -\frac{1}{c^2} \int (\mathbf{v}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}')) \nabla_p \frac{1}{r} dV, \quad (64)$$

$$\mathbf{E}_{\text{rot}} = -\frac{1}{c^2} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}') \left(\mathbf{v}(\mathbf{r}') \cdot \nabla_p \frac{1}{r} \right) dV + (\mathbf{E}_{\text{rot}})_1. \quad (64a)$$

В стационарном случае, когда скорость плазмы и интенсивность текущих в ней токов меняются таким образом, что распределение создаваемого этими токами магнитного поля остается стационарным ($\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$), вихревая часть поля оказывается равной нулю. Это обстоятельство позволяет при дальнейшем рассмотрении стационарного обтекания магнитосферы

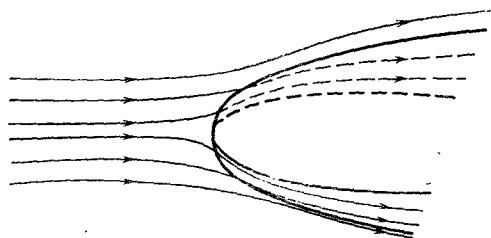


Рис. 23. Обтекание магнитосферы солнечным ветром.

солнечным ветром принять $\mathbf{E}_{\text{rot}}$ равным нулю и ограничиться рассмотрением лишь электростатической части поля $\mathbf{E}$.

Рассмотрим теперь следующую модель. Пусть некоторая полость (рис. 23) обтекается потоком высокопроводящей идеальной жидкости, не обладающей собственным магнитным полем ($\mathbf{B}_w = 0$).

Если внутри полости имеются источники постоянного магнитного поля $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$, то в слоях жидкости (плазмы), прилегающих к границам полости, индуцируются электрические токи $\mathbf{j}_0(\mathbf{r})$, поле которых компенсирует поле $\mathbf{B}_0$ вне полости всюду, за исключением относительно тонкого поверхностного слоя, толщина которого зависит от проводимости жидкости и размеров обтекаемой полости и определяется магнитным числом Рейнольдса, соответствующим конкретным условиям задачи.

Если плазма, в которой текут токи, экранирующая поле $\mathbf{B}_0$, неподвижна, то электрическое поле в неподвижной относительно Земли системе отсчета всюду равно нулю. Если же токи текут в движущейся плазме, то как внутри, так и вне полости возникает

электрическое поле, интенсивность которого определяется равенствами (64). Принимая во внимание, что наряду с полем E_{st} , представляющим собой электростатическую часть индуцированного поля E , может существовать также обычное поле поляризации, возникающее в результате разделения зарядов в плазме: $E_p = - \int \rho_e(r) \nabla_p (1/r) dV$ (ρ_e — плотность объемных электрических зарядов), запишем интенсивность поля E вне полости в неподвижной относительно Земли системе отсчета в виде

$$E^e = - \int \rho_e \nabla_p \frac{1}{r_e} dV - \frac{1}{c^2} \int (v_j \cdot j_0) \nabla_p \frac{1}{r_e} dV. \quad (65)$$

В силу высокой проводимости плазмы солнечного ветра интенсивность поля E вне переходного слоя должна равняться нулю:

$$\int \rho_e(r) \nabla_p \frac{1}{r_e} dV + \frac{1}{c^2} \int (v_j \cdot j_0) \nabla_p \frac{1}{r_e} dV = 0. \quad (66)$$

Из равенства (66) прежде всего следует, что если скорость движения плазмы в слоях солнечного ветра, непосредственно примыкающих к магнитопаузе, отлична от нуля, то и $\rho_e \neq 0$, т. е. в пограничном слое вблизи границы магнитосферы обязаны появиться поляризованные заряды. Какова же их плотность и где они локализованы? Очевидно, что равенство (66) может быть удовлетворено при $\rho_e = (-1/c^2) (v_j \cdot j_0)$, что соответствовало бы появлению в потоке плазмы объемных зарядов с плотностью, равной по величине и обратной по знаку плотности зарядов, обусловленных релятивистским сокращением размеров движущихся тел. Однако такое решение уравнения (66) оказывается невозможным. Действительно, воспользуемся уравнением Максвелла: $\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi\sigma/c) [(\mathbf{E} + (1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B}))]$. Возьмем дивергенцию от правой и левой частей этого уравнения, тогда при $\sigma = \text{const}$ (что может иметь место в потоке вплоть до границ магнитосферы)

$$\text{div } \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \text{div}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] = \frac{4\pi}{c^2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{j}) - \frac{1}{c} (\mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{v}), \quad (67)$$

$$\text{откуда } \rho_e = \frac{1}{c^2} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{j}) - \frac{1}{4\pi c} (\mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{v}). \quad (67a)$$

Смысл первого слагаемого в правой части равенств (67) очевиден: соответствующие ему заряды обусловлены релятивистским сокращением размеров движущихся тел и ответственны за возникновение поля E_{st} , описываемого равенствами (62a) или (64). Второй член в правой части (67a) не имеет аналога в равенствах (62) или (64) и не связан с токами, текущими непосредственно в рассматриваемой точке пространства. Нетрудно показать, что описываемые этим выражением заряды не являются непосредственным эффектом движения источников магнитного поля, но создаются в результате реального разделения зарядов в плазме, определенным образом движущейся в магнитном поле.

Таким образом, из равенств (67) следует, что появление поляризационных зарядов в движущейся плазме возможно лишь в тех ее областях, где $\text{rot } \mathbf{v} \neq 0$ (или где $\nabla \sigma \neq 0$). Следовательно, если магнитосфера обтекается однородной ($\sigma = \text{const}$) плазмой, движущейся по законам идеальной жидкости ($\text{rot } \mathbf{v} = 0$), то накопление поляризационных зарядов, обеспечивающих выполнение равенства (66), возможно лишь на границе обтекаемой полости, где величина как проводимости среды, так и скорости ее движения может резко меняться. Таким образом, заряды, создающие поле $\mathbf{E}_{\text{st}}$, и заряды, компенсирующие его в области вне магнитосферы и пограничного слоя, оказываются пространственно разнесенными, и для нахождения плотности электростатических зарядов необходимо решить уравнение (66), задав распределение плотности токов $\mathbf{j}_0$ и скорости движения плазмы в пограничном слое.

Однако если толщина переходного слоя ($\delta = L/\sqrt{Re_m}$), в котором текут токи $\mathbf{j}_0$, мала по сравнению с поперечными размерами магнитосферы (L), то указанным выше несовпадением локализации объемных и поверхностных зарядов можно пренебречь, и плотность поверхностных зарядов, компенсирующих поле $\mathbf{E}_{\text{st}}$, оказывается равной

$$\sigma_{e,0} = (-1/c) (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}_0), \quad (68)$$

где $\langle \mathbf{v}_j \rangle$ — средняя (по толщине пограничного слоя) скорость движения плазмы и

$$\mathbf{J}_0 = \int_L^{L+\delta} \mathbf{j}_0 \, dn.$$

Интенсивность электрического поля внутри магнитосферы ($\mathbf{E}^i$), очевидно, равна:

$$\mathbf{E}^i = - \int \sigma_{e,0} \nabla_p \frac{1}{r_i} \, dS - \int (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}_0) \nabla_p \frac{1}{r_i} \, dS. \quad (69)$$

Подставляя величину $\sigma_{e,0}$ из равенства (68) в (69), находим, что $\mathbf{E}^i = 0$. Таким образом, предположение о том, что электрическое поле вне магнитосферы равно нулю, автоматически приводит (в случае $\mathbf{V}_w = 0$) к отсутствию электрического поля и в самой магнитосфере.

Следует заметить, что указанный результат получен при предположении о пренебрежимо малой толщине переходного слоя ($\delta \ll L$). Учет конечных размеров переходного слоя (см. § 1 гл. II) приводит к выводу, что электрическое поле внутри магнитосферы исчезает не полностью, но имеет величину порядка $E_p \delta/L$, где E_p — интенсивность поля поляризации в переходной области.

Рассмотрим теперь обтекание магнитосферы потоком плазмы, обладающей собственным магнитным полем $\mathbf{V}_{w,0}$; при этом для простоты расчетов предположим, что на большом удалении от магнитосферы поле $\mathbf{V}_{w,0}$ однородно. Существование полости в по-

токе вызывает искажение этого поля, сводящееся к появлению в потоке дополнительного поля $\mathbf{B}_{w,1}$, создаваемого токами $\mathbf{j}_1$, текущими в пограничном слое плазмы вблизи магнитопаузы и экранирующими полость от проникновения в нее поля $\mathbf{B}_{w,0}$.

Поскольку при сверхзвуковом обтекании магнитосферы солнечным ветром скорость плазмы всюду, за исключением переходной области между отошедшей ударной волной и лобовой частью магнитосферы, остается близкой к $\mathbf{v}_0$ (Спрейтер [45]), примем, что скорость плазмы близка к $\mathbf{v}_0$ всюду, кроме тонкого пограничного слоя, примыкающего к магнитопаузе. Тогда электрическое поле в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой, равно

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^e + \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times (\mathbf{B}_{w,0} + \mathbf{B}_{w,1}). \quad (70)$$

Полагая, что в силу высокой проводимости плазмы поле $\mathbf{E}$ в сопутствующей системе отсчета равно нулю, находим, что в неподвижной относительно Земли системе отсчета интенсивность электрического поля равна

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^e = & -\frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,1} = -\frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \\ & - \frac{1}{c^2} \int (\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{J}_1) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS, \end{aligned} \quad (71)$$

где $\mathbf{J}_1 = \int_L^{L+\delta} \mathbf{j}_1 dn$. В то же время поле $\mathbf{E}^e$ в соответствии с вышеизложенным равно

$$\mathbf{E}^e = - \int \sigma_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_e} dS - \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \frac{1}{c^2} \int (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS, \quad (72)$$

где $\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1$ — суммарные токи, экранирующие полость от проникновения в него поля потока $\mathbf{B}_{w,0}$ и тело потока от проникновения в него поля $\mathbf{B}_0$. Приравнявая правые части равенств (71) и (72), имеем

$$\sigma_{e,1} = \frac{1}{c^2} \{ (\mathbf{v}_0 - \langle \mathbf{v}_j \rangle) \cdot \mathbf{J}_1 \} - \frac{1}{c^2} (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}_0). \quad (73)$$

Электрическое поле внутри полости (в неподвижной относительно Земли системе отсчета) в этом случае равно

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^i = & - \int \sigma_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_i} dS - \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \\ & - \frac{1}{c^2} \int (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot (\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1)) \nabla_p \frac{1}{r_i} dS. \end{aligned} \quad (74)$$

Подставляя в равенство (74) величину $\sigma_{e,1}$ из (73), находим, что $\mathbf{E}^i = 0$. Таким образом, в случае стационарного обтекания магнитосферы потоком намагниченной плазмы электрическое поле в магнитосфере также оказывается равным нулю.

В работах [12, 49] указывалось; что полученное решение справедливо лишь в том случае, когда поле $\mathbf{B}_{w,1}$ токов $\mathbf{j}_1$ существует

во всем пространстве. Однако в ряде ситуаций (например, при резком изменении поля $\mathbf{B}_{w,0}$, как в двумерной модели Пудовкина и Шумилова, или в случае, когда скорость потока v_0 существенно больше альвеновской скорости) поле $\mathbf{B}_{w,1}$ не может проникнуть глубоко в тело потока, так что вблизи границ магнитосферы образуется дополнительная ударная волна, связанная не с изменением газодинамических параметров потока, а со скачком интенсивности магнитного поля. При этом вдоль поверхности, образуемой фронтом этой волны, текут токи $\mathbf{j}_2$, компенсирующие поле токов $\mathbf{j}_1$

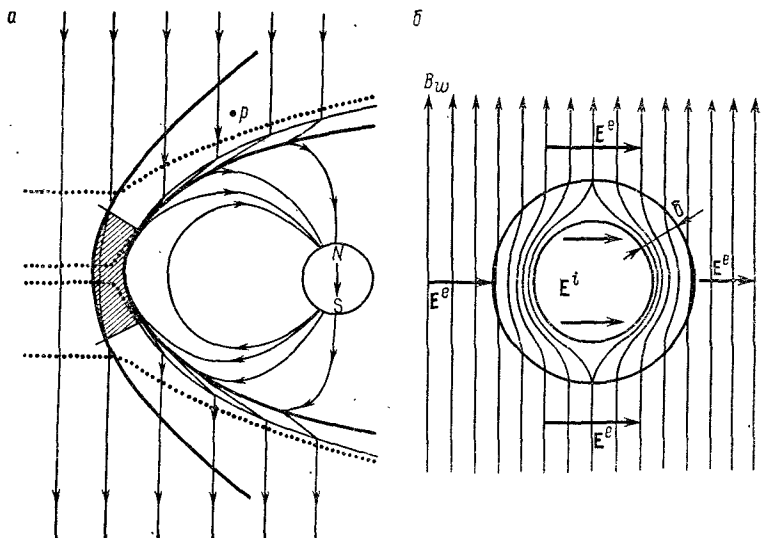


Рис. 24. Конфигурация силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра в модели Пудовкина и Шумилова [43]:

a — сечение в плоскости меридиана полдень — полночь; *b* — сечение в плоскости меридиана утро — вечер.

в области невозмущенного потока. Поскольку при этом поле потока по-прежнему не должно проникать в глубь магнитосферы, величина поверхностных токов $\mathbf{J}_1$ в этом случае будет отличаться от их величины в предыдущей задаче, в связи с чем мы обозначим их теперь $\mathbf{J}'_1$. Конфигурация силовых линий магнитного поля, соответствующая рассматриваемой модели, схематически представлена на рис. 24. В этом случае интенсивность поля $\mathbf{E}$ в сопутствующей системе отсчета в области невозмущенного потока равна

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^e + (1/c)(\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0}), \quad (75)$$

где $\mathbf{E}^e$ представляет собой, как и ранее, интенсивность электрического поля в неподвижной относительно Земли системе отсчета.

Если, как и прежде, предположить, что в сопутствующей системе отсчета поле $\mathbf{E}$ равно нулю, то равенство (75) сводится к

$$\mathbf{E}^e = (-1/c) (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0}). \quad (75a)$$

С другой стороны, поле $\mathbf{E}^e$, очевидно, равно

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^e = & - \int_{S_1} \sigma'_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_e} dS - \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \frac{1}{c^2} \int_{S_1} (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot (\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}'_1)) \times \\ & \times \nabla_p \frac{1}{r_e} dS - \frac{1}{c^2} \int_{S_2} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{J}_2) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS, \end{aligned} \quad (76)$$

где $\mathbf{v}_2$ — скорость движения плазмы на поверхности S_2 . В этом выражении $-\int_{S_1} \sigma'_{e,1} \nabla_p (1/r_e) dS$ представляет собой, как и ранее, поле поляризации. При этом мы предполагаем, что течение плазмы вблизи фронта дополнительной ударной волны остается безвихревым; соответственно объемные заряды в этой области отсутствуют, в связи с чем все поляризационные заряды локализованы на поверхности S_1 (рис. 24). Последнее предположение может быть подтверждено следующими соображениями. Поскольку на поверхности вращательного разрыва, каковой является поверхность S_2 , скачок касательной компоненты скорости связан со скачком касательной компоненты интенсивности магнитного поля соотношением $\Delta v_\phi = \Delta B_\phi / \sqrt{4\pi\rho}$ [7], величина $(1/c^2) (\mathbf{v} \cdot \mathbf{j}) / \{ (1/4\pi c) (\mathbf{B} \times \text{rot } \mathbf{v}) \} \approx v/v_A$, и для сверхальевовского потока ($v/v_A \gg 1$) заряды, определяемые вторым членом в правой части выражения (67a), не в состоянии скомпенсировать заряды, описываемые первым членом.

Приравнявая правые части уравнений (75a) и (76), получаем уравнение, определяющее плотность поверхностных зарядов:

$$\begin{aligned} \int_{S_1} \sigma'_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_e} dS = & - \frac{1}{c^2} \int_{S_1} (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot (\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1)) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS - \\ & - \frac{1}{c^2} \int_{S_2} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{J}_2) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS. \end{aligned} \quad (77)$$

Уравнение (77) позволяет найти величину $\sigma'_{e,1}$, если заданы форма поверхностей S_1 и S_2 , распределение плотности токов $\mathbf{J}_0$, $\mathbf{J}'_1$, $\mathbf{J}_2$ и скорости движения плазмы $\langle \mathbf{v}_j \rangle$ и $\mathbf{v}_2$ вдоль этих поверхностей. Однако при некоторых упрощающих предположениях величина электрического поля, генерируемого в магнитосфере потоком обтекающей ее намагниченной плазмы, может быть оценена и без задания указанных выше величин. А именно, предположим, что скорость движения плазмы вдоль поверхностей S_1 и S_2 постоянна: $\langle \mathbf{v}_j \rangle = \text{const}$; $\mathbf{v}_2 = \text{const}$. Тогда, вынося $\langle \mathbf{v}_j \rangle$ и $\mathbf{v}_2$ за знаки интегралов и учитывая, что интегралы вида $\int \mathbf{j} \cdot \nabla (1/r) dS$ вносят вклад лишь в вихревую часть поля (равенства

(62) и (64)), можно привести уравнение (77) к виду

$$\int_{S_1} \sigma'_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_e} dS = -\frac{1}{c^2} \int_{S_1} (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}_0) \nabla_p \frac{1}{r_e} dS + \\ + \frac{1}{c} \langle \mathbf{v}_j \rangle \times \mathbf{B}_{w,1} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}_{w,2}. \quad (77a)$$

Прибавляя и вычитая в правой части выражения (77a) величину $(1/c) \mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}_{w,2}$ и учитывая, что $\mathbf{B}_{w,1}^e + \mathbf{B}_{w,2}^e = 0$, имеем

$$\sigma'_{e,1} = -\frac{1}{c^2} (\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot \mathbf{J}_0) - \frac{1}{c^2} \{(\langle \mathbf{v}_j \rangle - \mathbf{v}_2) \cdot \mathbf{J}_1\}. \quad (78)$$

Интенсивность электрического поля внутри полости в неподвижной относительно Земли системе отсчета, очевидно, равна

$$\mathbf{E}^i = - \int_{S_1} \sigma'_{e,1} \nabla_p \frac{1}{r_i} dS - \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0} - \frac{1}{c^2} \int_{S_1} \{(\langle \mathbf{v}_j \rangle \cdot (\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1)) \times \\ \times \nabla_p \frac{1}{r_i} dS - \frac{1}{c^2} \int_{S_2} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{J}_2) \nabla_p \frac{1}{r_i} dS. \quad (79)$$

Подставляя в последнее равенство величину $\sigma'_{e,1}$, определяемую равенством (78), и учитывая, что внутри полости

$$-\frac{1}{c} \int_{S_1} [\mathbf{J}_1 \times \nabla_p \frac{1}{r_i}] dS - \frac{1}{c} \int_{S_2} [\mathbf{J}_2 \times \nabla_p \frac{1}{r_i}] dS = -\mathbf{B}_{w,0},$$

находим, что

$$\mathbf{E}^i = (-1/c) (\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_2) \times \mathbf{B}_{w,0}. \quad (80)$$

Из выражения (80) видно, что если рассматриваемая модель реализуется в условиях магнитосферы, т. е. возмущение магнитного поля солнечного ветра действительно ограничено относительно узким пограничным слоем, то электрическое поле солнечного ветра $\mathbf{E}_w = (-1/c) (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{w,0})$ может проникать в глубь магнитосферы. При этом интенсивность поля $\mathbf{E}^i$ в магнитосфере определяется не только величиной поля $\mathbf{E}_w$, но и скоростью движения плазмы вдоль фронта ударной волны S_2 . Поскольку скорость $\mathbf{v}_2$ неизвестна, мы можем лишь утверждать, что при $\mathbf{v}_2 \neq \mathbf{v}_0$ поле $\mathbf{E}_w$ может частично проникать в магнитосферу. Таким образом, интенсивность поля $\mathbf{E}^i$ и самая возможность его возникновения в магнитосфере определяются соотношением толщины пограничного (в газодинамическом смысле) слоя и слоя, в котором сосредоточено возмущенное магнитное поле потока. Если скорость солнечного ветра настолько мала, что поле $\mathbf{B}_{w,1}$ токов $\mathbf{J}_1$ проникает в глубь потока достаточно далеко, так что $\mathbf{v}_2 \approx \mathbf{v}_0$, то электрическое поле $\mathbf{E}_w$ не может проникнуть в глубь магнитосферы независимо от структуры переходного в газодинамическом смысле слоя.

В приведенном выше анализе обтекания магнитосферы потоком высокопроводящей плазмы мы исходили лишь из того условия, что электрическое поле в невозмущенном солнечном ветре в сопут-

ствующей системе отсчета должно равняться нулю. При этом мы не исследовали движение плазмы и распределения полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ в переходном поверхностном слое, так что связь рассмотренного механизма генерации электрических полей в магнитосфере с процессами пересоединения силовых линий магнитного поля остается неясной. Можно полагать, однако, что оба эти процесса не исключают друг друга, ибо если в переходном слое существует электрическое поле, то оно при соответствующей ориентации межпланетного и геомагнитного полей должно стимулировать процесс пересоединения магнитных силовых линий. Тем не менее рассмотренный нами механизм генерации электрического поля не может быть сведен к процессу пересоединения силовых линий. В самом деле, как видно из вышеизложенного, поле $\mathbf{E}^i$, определяемое выражением (80), появляется и в тех случаях, когда межпланетное магнитное поле параллельно геомагнитному, когда пересоединение силовых линий магнитного поля малоэффективно, во всяком случае, в экваториальной плоскости. Более того, поле $\mathbf{E}^i$ должно появляться в полости и в том случае, когда в ней вообще нет никаких источников магнитного поля (при этом, конечно, сама полость должна быть сформирована под действием каких-либо механических сил, например с помощью непроницаемой для плазмы оболочки).

В то же время взаимная ориентация магнитного поля Земли и солнечного ветра может играть существенную роль в рассмотренном выше механизме генерации электрического поля, поскольку от нее могут зависеть такие параметры задачи, как толщина слоя, в котором сосредоточено возмущенное магнитное поле солнечного ветра, скорость движения плазмы в этом слое и соответственно интенсивность поля $\mathbf{E}^i$.

До сих пор, рассматривая интенсивность электрического поля в полости, мы предполагали, что плазма в ней отсутствует. Существование плазмы в реальной магнитосфере значительно усложняет задачу, ибо под действием внешнего поля $\mathbf{E}^i$ эта плазма может поляризоваться, компенсируя приложенное к ней электрическое поле. Следует, однако, заметить, что уничтожение поля $\mathbf{E}^i$ внутри магнитосферы в результате поляризации заполняющей ее плазмы означает в то же время появление дополнительного поля $\mathbf{E}_p$ вне магнитосферы, что, в свою очередь, должно привести к нарушению условия $\mathbf{E} = 0$ в плазме солнечного ветра. Таким образом, отсутствие поля $\mathbf{E}^i$ в магнитосфере автоматически приводит (в рамках последней из рассмотренных моделей) к его существованию в солнечном ветре и, наоборот, отсутствие поля $\mathbf{E}$ в солнечном ветре приводит к его существованию в магнитосфере. При этом выполнение условия вмерзновенности $\mathbf{E} + (1/c)(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$ одновременно в обеих средах может быть осуществлено путем соответствующего изменения скорости движения плазмы в солнечном ветре или в магнитосфере. По-видимому, реальная картина соответствует некоторому промежуточному случаю, когда поле $\mathbf{E}^i$ уничтожается

в магнитосферной плазме частично путем ее поляризации и частично в результате ее движения. Поскольку, однако, плотность плазмы в солнечном ветре много больше, а интенсивность магнитного поля много меньше, чем в магнитосфере, значительно проще привести в относительно медленное движение небольшую массу, сосредоточенную в магнитосферной плазме, чем вызвать на порядок большее изменение скорости значительно большей массы плазмы солнечного ветра. Таким образом, можно полагать, что компенсация электрического поля в магнитосферной плазме будет происходить в основном в результате движения последней, а не за счет ее поляризации. При этом очевидно, что для установления равновесной скорости дрейфа требуется время не менее нескольких периодов циклотронного вращения протонов, т. е. порядка нескольких десятков секунд, следовательно, возмущения электрического поля солнечного ветра с периодом менее нескольких десятков секунд не могут проникнуть в глубь магнитосферы.

§ 4. КОНВЕКЦИЯ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Итак, мы убедились в том, что в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем в магнитосфере Земли может генерироваться крупномасштабное электрическое поле с интенсивностью порядка десятых долей — единиц милливольт на метр. Это поле существенно влияет на состояние магнитосферы, обуславливая крупномасштабную конвекцию авроральной плазмы и связанные с нею изменения плотности и энергии частиц. В связи с этим рассмотрим подробнее движение частиц в магнитосфере Земли в присутствии электростатического поля.

Анализ движения заряженных частиц в геомагнитном поле под действием поперечного к нему электрического поля впервые был выполнен Альвеном [2, 23—25]; суть этого анализа состоит в следующем. Рассмотрим движение частицы в экваториальной плоскости магнитосферы, т. е. предположим, что магнитное поле направлено по оси Z и убывает с расстоянием от начала координат как $B_z(r) = B_0 + M_E/r^3$, где M_E — магнитный момент Земли и B_0 — интенсивность магнитного поля на большом удалении от Земли. Величина B_0 предполагается малой по сравнению с величиной M_E/r^3 вблизи авроральной зоны и введена для определенности величины $\mu = W_{\perp}/B$ на бесконечности; поле E однородно и параллельно оси X (рис. 25), и магнитный момент частицы равен μ_i или μ_e для протона и электрона соответственно. Тогда скорость дрейфа ведущего центра частицы может быть записана в виде

$$\begin{aligned} v_i &= -cB/(eB^2) \times (eE - \mu_i \nabla B), \\ v_e &= cB/(eB^2) \times (-eE - \mu_e \nabla B). \end{aligned} \quad (81)$$

Вводя обобщенные потенциалы

$$\psi_i = \varphi + \mu_i B/e, \quad \psi_e = \varphi - \mu_e B/e, \quad (81a)$$

можно переписать равенства (81) в форме

$$\mathbf{v}_{i,e} = (c/B^2) (\mathbf{B} \times \text{grad } \psi_{i,e}). \quad (82)$$

Из выражения (82) видно, что частица движется перпендикулярно к $\text{grad } \psi_{i,e}$, т. е. вдоль линий $\psi_{i,e} = \text{const}$. Таким образом, траектории частиц могут быть найдены из равенства $\psi_{i,e}(x, y) = \text{const}$ или

$$E \cdot x + \mu_i/e \{B_0 + M_E/(x^2 + y^2)^{3/2}\} = E \cdot x_0 + \mu_i B_0/e, \quad (83)$$

$$E \cdot x - \mu_e/e \{B_0 + M_E/(x^2 + y^2)^{3/2}\} = E \cdot x_0 - \mu_e B_0/e,$$

откуда непосредственно следует, что траектории частиц описываются следующими равенствами:

для ионов

$$x - x_0 = -\mu_i M_E / \{eE (x^2 + y^2)^{3/2}\} = -L_A^4 / (x^2 + y^2)^{3/2}, \quad (84)$$

для электронов

$$x - x_0 = \mu_e M_E / \{eE (x^2 + y^2)^{3/2}\} = L_A^4 / (x^2 + y^2)^{3/2}, \quad (84a)$$

где $L_A = \sqrt[4]{\mu M_E / eE}$ — характерная длина, определяемая, как видно из равенств (84), параметрами частицы и полей, в которых она движется.

Характерная форма траекторий протонов, движущихся к Земле из хвоста магнитосферы, представлена на рис. 26. Как видно из рисунка, на больших расстояниях от Земли частицы движутся в направлении, близком к направлению электрического дрейфа, т. е. перпендикулярно к вектору $\mathbf{E}$. По мере приближения к Земле интенсивность поля $\mathbf{B}$ и его градиент увеличиваются, в связи с чем относительная величина второго члена в правой части равенств

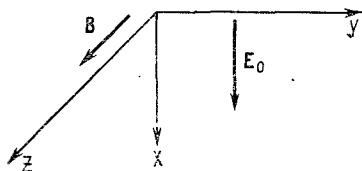


Рис 25. К расчету движения частиц в модели Альвена

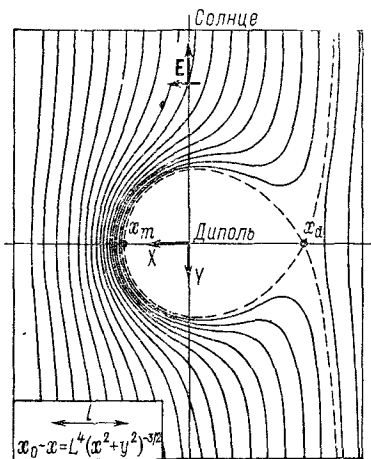


Рис. 26. Траектории протонов в модели Альвена

(81), описывающего градиентный дрейф частиц, возрастает, и частица начинает двигаться, в основном, вокруг Земли. При этом вокруг центрального диполя образуется запрещенная область, недоступная для частиц с данным (или большим) магнитным моментом. При этом характерные размеры этой области, близкие

к величине альвеновского параметра L_A , зависят, как видно из равенств (84), от интенсивности внешнего электрического поля E и от магнитного момента частицы, пропорционального (при фиксированном питч-угле) ее начальной энергии. Таким образом, частицы с меньшей начальной энергией проникают в магнитосферу глубже, чем более энергичные частицы. В связи с этим в реальной магнитосфере, заполненной плазмой, состоящей из частиц с широким диапазоном μ , граница запрещенной области, часто называемая альвеновским слоем, должна быть (в рамках рассматриваемой модели) размытой и нечеткой.

Весьма существенной особенностью траекторий на рис. 26 является также то, что практически в любой точке пространства частица имеет компоненту скорости, параллельную (или антипараллельную) полю E , в результате чего энергия частицы по мере ее движения

меняется. Изменение энергии частицы, очевидно, равно $\Delta w = eE(x - x_0)$, или, в силу постоянства магнитного момента частицы, $w = w_0 B/B_0$, откуда следует, что в дипольном магнитном поле энергия частицы меняется с расстоянием, как $w(r) = w_0 (r_0/r)^3$, т. е. быстро возрастает по мере приближения частицы к Земле.

Кроме энергии частиц, по мере их движения меняется также и их концентрация. В самом деле, рассмотрим поток частиц в токовой трубке, ограниченной линиями ψ и $\psi + \Delta\psi$ (рис. 27). В силу непрерывности потока частиц $s_1 n_1 v_1 = s_2 n_2 v_2$, где s — расстояние между токовыми линиями в направлении, перпендикулярном к скорости частиц; n — концентрация частиц; v — их скорость. Индексы 1 и 2 соответствуют сечениям 1 и 2 на рис. 27. Учитывая, что расстояние между изолиниями ψ пропорционально $(\text{grad } \psi)^{-1}$, а скорость частицы, определяемая равенством (82), пропорциональна $\text{grad } \psi$, находим, что

$$n_1/n_2 = B_1/B_2, \quad (85)$$

т. е. концентрация частиц так же, как и их энергия, возрастает пропорционально интенсивности магнитного поля. Таким образом, плотность энергии движущейся к Земле плазмы возрастает как $(r_0/r)^6$ и достигает своих максимальных значений вблизи границы запрещенной области. Можно полагать, что и интенсивность потоков высыпавшихся в ионосферу частиц будет максимальна вблизи границ запрещенной области. Это позволило Альвеноу отождествить границу запрещенной области (вернее, ее проекцию вдоль силовых линий геомагнитного поля на поверхность Земли) с зоной полярных сияний.

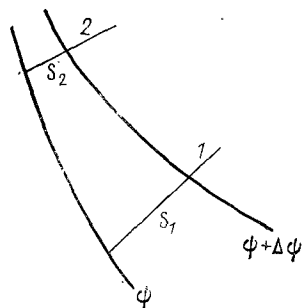


Рис. 27. К расчету концентрации частиц.

Более подробно локализация и форма зоны высыпания авральных частиц была рассмотрена в рамках теории Альвена Пудовкиным и Шумиловым [12, 43]. В этих работах обращается внимание на то обстоятельство, что элементарная полярная буря длится обычно не более 2—3 ч, т. е. значительно меньше, чем требуется для установления стационарной картины, предполагаемой моделью Альвена, в связи с чем мгновенная зона высыпания частиц может существенно отличаться от альвеновской.

На рис. 28, а, по данным [43], показано (жирными линиями) положение в различные моменты времени сгустка электронов (в проекции на поверхность Земли) с магнитным моментом $\mu_e = 1,6 \cdot 10^{-9}$ в ед. CGSM, расположенных в начальный момент времени ($t = 0$) на расстоянии около 100 000 км от Земли. Учитывая, что вспышки полярных сияний наблюдаются в среднем

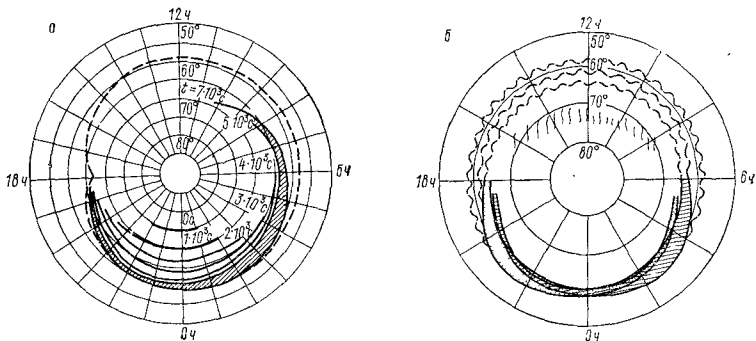


Рис. 28. Движение сгустка плазмы в магнитосфере Земли в проекции на поносферу (а) и суммарная зона корпускулярных вторжений (б) в модели Пудовкина и Шумилова:

На рис. а время отсчитывается от начала движения сгустка.

через 1,5 ч после начала движения авральной плазмы и длятся около получаса [3, 44], в качестве наиболее характерной мгновенной зоны сияний можно принять область, ограниченную линиями, на которых электроны находятся через 1,5 и 2 ч после начала своего движения (на рисунке эта область заштрихована). Из рисунка видно, что полученная таким образом мгновенная зона сияний несколько отличается от альвеновской (показанной на рис. 28, а штриховой линией) и весьма близка к реальной зоне (авральному овалу).

Траектории протонов представляют собой, как видно из выражений (84), зеркальные отражения траекторий электронов с соответствующим магнитным моментом. В результате суммарная зона высыпания авральных частиц должна иметь вид, представленный на рис. 28, б, на котором зона вторжения электронов показана штриховкой, зона вторжения протонов — точками; волнистым пунктиром — зона долготного дрейфа авральных частиц, за-

хваченных геомагнитным полем в ходе полярной бури. Кроме того, на рисунке показана область вторжения плазмы из дневного каспа. На рис. 29 по данным Итера и Менде [31] дана реальная зона вторжения авроральных частиц.

Сопоставляя эти рисунки, легко видеть, что полученная из теоретических соображений зона вторжения авроральных частиц в целом близка к реальной, что, безусловно, является веским доводом в пользу теории Альвена. Тем не менее, эта теория, основанная на определенных предположениях относительно проводимости магнитосферной плазмы, вызывает серьезные возражения, суть которых состоит в следующем.

В результате того, что запрещенные зоны для протонов и электронов имеют различную форму, в магнитосфере имеются области, доступные только для протонов или только для электронов, т. е. происходит пространственное разделение зарядов. При той плотности плазмы, что наблюдается в магнитосфере, такое разделение зарядов должно приводить к возникновению весьма интенсивных электрических полей, которые должны, в свою очередь, существенно изменить траектории частиц. В связи с этим теория Альвена применима лишь в том случае, если электрические заряды, накапливающиеся в магнитосфере, могут достаточно эффективно нейтрализоваться продольными токами, замыкающимися через ионосферу, проводимость которой предполагается также достаточно высокой. Однако, как было указано Карлсоном [34—36], такое предположение не вполне корректно. В самом деле, с одной стороны теория Альвена предполагает, как мы видели, существование весьма эффективного механизма, снимающего электрические заряды с границ запрещенной области. Вместе с тем она допускает, что пространственные заряды, ответственные за первичное электрическое поле, вызывающее общую конвекцию магнитосферной плазмы, не могут быть нейтрализованы продольными токами. Таким образом, теория Альвена оказывается основанной на двух диаметрально противоположных предположениях относительно поведения объемного заряда в магнитосфере. И хотя эти заряды локализованы в различных областях магнитосферы, предположение в отношении их столь различного поведения является, по мнению Карлсона, неубедительным. С другой стороны, предположение о том, что механизм нейтрализации объемного заряда эффективен в магнитосфере всюду, противоречит экспери-

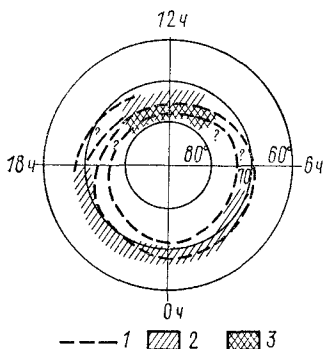


Рис. 29. Зона корпускулярных вторжений по данным Итера и Менде [31]:

1 — границы аврорального овала; 2 — область высыпания авроральных (1—20 кэВ) и «жестких» протонов в дневные часы; 3 — зона высыпания «мягких» (1 кэВ) протонов.

роны теория Альвена предполагает, как мы видели, существование весьма эффективного механизма, снимающего электрические заряды с границ запрещенной области. Вместе с тем она допускает, что пространственные заряды, ответственные за первичное электрическое поле, вызывающее общую конвекцию магнитосферной плазмы, не могут быть нейтрализованы продольными токами. Таким образом, теория Альвена оказывается основанной на двух диаметрально противоположных предположениях относительно поведения объемного заряда в магнитосфере. И хотя эти заряды локализованы в различных областях магнитосферы, предположение в отношении их столь различного поведения является, по мнению Карлсона, неубедительным. С другой стороны, предположение о том, что механизм нейтрализации объемного заряда эффективен в магнитосфере всюду, противоречит экспери-

ментально установленному факту существования интенсивной конвекции магнитосферной плазмы. В связи с этим Карлсон приходит к выводу, что более или менее достоверные представления о движении плазмы в магнитосфере Земли можно получить лишь путем самосогласованного решения задачи. При этом, в противоположность модели Альвена, предполагается, что продольные токи в магнитосфере отсутствуют, в связи с чем пространственные заряды, появляющиеся вблизи границ запрещенной области, полностью сохраняются. Очевидно, что такое предположение, соответствующее предельному случаю полностью непроводящей магнитосферы (или ионосферы), также не вполне соответствует действительности, и реальная картина должна, по-видимому, соответствовать промежуточному случаю конечно-проводящей магнитосферы (и ионосферы).

Анализ самосогласованного решения уравнений движения частиц в модели, представленной на рис. 25, был выполнен Карлсоном [34—36] и в несколько более упрощенном варианте Хельмером [32], с изложения работы которого мы и начнем описание самосогласованного решения рассматриваемой проблемы.

Обратимся вновь к схеме, представленной на рис. 25. Пусть плазма, состоящая из электронов с магнитным моментом μ_e и протонов с магнитным моментом μ_i , движется в скрещенных магнитном и электрическом полях; скорость частиц, как и ранее, описывается равенствами (81), в которых $E = E_0 + E_p$ представляет собой самосогласованное поле, состоящее из внешнего однородного поля E_0 , направленного вдоль оси X , и поля поляризации магнитосферной плазмы (E_p), создаваемого зарядами, накапливающимися вблизи границ запрещенной области. При этом в результате самосогласованного решения мы должны найти форму запрещенной области для электронов и протонов, интенсивность поля поляризации E_p и траектории частиц, с одной стороны, удовлетворяющие равенствам (81) и, с другой стороны, обеспечивающие существование поля E_p .

Форма запрещенной области может быть найдена следующим образом. Основное требование самосогласованного решения состоит в том, что в магнитосфере не должно существовать сколь угодно обширных областей, населенных только протонами или только электронами. Иными словами, запрещенные области для частиц разного знака, столь различные в модели Альвена, в самосогласованной модели должны практически совпадать. Сформулированное таким образом требование электрической нейтральности авроральной плазмы оказывается условием, достаточным для определения формы запрещенной области. В самом деле, по определению запрещенной области одно из наиболее характерных ее свойств состоит в том, что частицы (в данном случае и протоны, и электроны) не должны пересекать ее границы, которая, таким образом, должна представлять собой токовую линию для частиц обоих знаков, т. е. на границе запрещенной области должны

одновременно выполняться два равенства!

$$\psi_i = \varphi + \frac{\mu_i B}{e} = \text{const}, \quad \psi_e = \varphi - \frac{\mu_e B}{e} = \text{const}. \quad (86)$$

Вычитая одно равенство (86) из другого и учитывая, что магнитные моменты частиц μ_i и μ_e являются величинами постоянными, легко видеть, что интенсивность магнитного поля также должна быть постоянной на границе запрещенной области. Таким образом, граница запрещенной области должна совпадать с одним из контуров $B = \text{const}$. Отсюда, в частности, следует, что в квазидипольном магнитном поле, интенсивность которого зависит лишь от расстояния r от начала координат, граница запрещенной

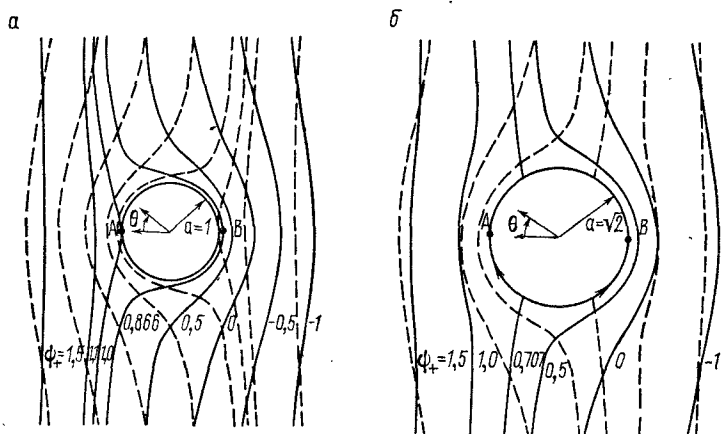


Рис. 30. Траектории электронов (сплошные линии) и протонов (пунктир) в самосогласованной модели Хельмера [32] (а) и движение частиц с $\mu_i < \mu_e$ в этой модели (б).

области представляет собой окружность. Кроме того, из равенств (86) следует, что на границе запрещенной области потенциал электрического поля φ также является постоянной величиной, и, следовательно, поле E вблизи этой границы должно быть перпендикулярным к ней вне области и равным нулю внутри нее.

Радиус запрещенной области и интенсивность поля поляризации E_p могут быть определены следующим образом.

Пусть радиус запрещенной области равен a (рис. 30, а); предельная траектория электронов имеет критическую точку (т. е. точку, где $v_e = 0$) в точке A ($a, 0$ или $\cos \theta = 1$); предельная траектория протонов — в точке B ($-a, 0$ или $\cos \theta = -1$). Поскольку в рассматриваемой модели заряды существуют только на границе запрещенной области, во всем пространстве $r \neq a$ поле E потенциально и потенциал φ удовлетворяет уравнению Лапласа: $\Delta^2 \varphi = 0$. Граничными условиями для искомого электрического

потенциала являются

$$\begin{aligned}\varphi &\rightarrow \text{const} \quad \text{при } r \rightarrow a, \\ \varphi &\rightarrow -E_0 r \cos \theta \quad \text{при } r \rightarrow \infty.\end{aligned}\quad (87)$$

Решением уравнения Лапласа, удовлетворяющим граничным условиям (87), является

$$\varphi (r \geq a) = -E_0 (r - a^2/r) \cos \theta + C \ln r. \quad (88)$$

Физический смысл отдельных слагаемых в правой части выражения (88) очевиден: первый член представляет собой потенциал внешнего однородного поля E_0 ; второй член — потенциал поля поверхностных зарядов, компенсирующих поле E_0 внутри запрещенной области и соответственно создающих квазидипольное поле вне запрещенной области; третий член представляет собой поле однородно заряженного цилиндра, не имеющее азимутальной компоненты и тем самым не нарушающее условие эквипотенциальности границы запрещенной области.

Значения констант a и C , определяющих размеры запрещенной области и интенсивность поля E_p , находятся из условий существования критических точек для протонов и электронов ($v_{i,e} = 0$):

$$\begin{aligned}\text{grad } \psi_i &= 0 \quad \text{в точке } r=a, \quad \cos \theta = -1, \\ \text{grad } \psi_e &= 0 \quad \text{в точке } r=a, \quad \cos \theta = 1,\end{aligned}\quad (89)$$

или при учете равенств (82)

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\mu_i}{e} \frac{\partial B}{\partial r} &= 0 \quad \text{в точке } r=a, \quad \cos \theta = -1; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\mu_e}{e} \frac{\partial B}{\partial r} &= 0 \quad \text{в точке } r=a, \quad \cos \theta = 1.\end{aligned}\quad (90)$$

Подставляя сюда явное выражение для φ (равенство (88)), получаем

$$\begin{aligned}-2E_0 - C/a &= (\mu_i/e) (\partial B/\partial r)_{r=a}, \\ -2E_0 + C/a &= (\mu_e/e) (\partial B/\partial r)_{r=a},\end{aligned}\quad (91)$$

откуда непосредственно следует, что

$$\begin{aligned}E_0 &= -\frac{\mu_e + \mu_i}{4e} \left(\frac{\partial B}{\partial r} \right)_{r=a}, \\ \frac{C}{a} &= \frac{\mu_e - \mu_i}{2e} \left(\frac{\partial B}{\partial r} \right)_{r=a}.\end{aligned}\quad (92)$$

В случае дипольного магнитного поля $(\partial B/\partial r)_{r=a} = -3M_E/a^4$, и из выражений (92) тогда следует, что

$$a^4 = \frac{3(\mu_i + \mu_e) M_E}{4eE_0}, \quad \frac{C}{a} = \frac{2E_0(\mu_i - \mu_e)}{\mu_e + \mu_i}. \quad (93)$$

Из полученных соотношений видно, что размеры запрещенной области в самосогласованной модели Хельмера не очень отли-

чаются от таковых в модели Альвена и определяются среднеарифметической величиной μ_i и μ_e .

Интересно отметить, что величина C , определяющая интенсивность „монопольного“ поля, зависит от разности магнитных моментов электрона и протона и при равенстве последних равна нулю. При $\mu_e > \mu_i$ величина $C < 0$, т. е. вся граница запрещенной области заряжается положительным зарядом. Этот вывод, как легко видеть, соответствует результатам приведенного выше анализа альвеновской модели, ибо в случае $\mu_e > \mu_i$ протоны должны проникать в магнитосферу глубже, чем электроны, и заряжать границу запрещенной области положительным зарядом.

Определив величины a и C и, тем самым, зная интенсивность и конфигурацию поля $E = E_0 + E_p$, нетрудно, используя равенства (81), рассчитать движение частиц в этом поле. Результаты такого расчета, выполненного Хельмером [32], приведены на рис. 30, а. Как видно из рисунка, траектории заряженных частиц в этом случае оказываются довольно близкими к альвеновским, в то время как форма запрещенной области в этих двух моделях оказывается существенно различной. Но, по-видимому, наиболее интересным свойством границы запрещенной области в самосогласованной модели является то, что в результате взаимодействия отдельных частиц между собой, не учитываемого в модели Альвена, эта граница может оказаться общей не только для электронов и протонов с одинаковым магнитным моментом, но и для частиц с существенно различной величиной μ . В самом деле, рассмотрим в условиях предыдущей задачи движение электрона с магнитным моментом $\mu_{e,1} < \mu_e$ или протона с магнитным моментом $\mu_{i,1} < \mu_i$. Очевидно, что при некотором положении начальной точки траектории такая частица сможет приблизиться к границам запрещенной области. Однако далее, поскольку на этой границе $\text{grad } B$ и электрическое поле E , как было показано выше, являются радиальными, эта частица будет двигаться уже строго вдоль границы, не пересекая ее. При этом направление движения частицы будет зависеть от знака величины $\partial\psi_{i,e}/\partial r = -E_r \pm (\mu_{i,e}/e) (\partial B/\partial r)$, и так как интенсивность электрического поля меняется вдоль границы от величины $E_r = (-\mu_e/e) (\partial B/\partial r)_{r=a}$ в точке A до $E_r = (\mu_i/e) (\partial B/\partial r)_{r=a}$ в точке B (рис. 30, б), то для любого электрона с $\mu_{e,1} < \mu_e$ или протона с $\mu_{i,1} < \mu_i$ найдутся на границе запрещенной области такие две точки, где $\text{grad } \psi_{i,e} = 0$. В этих точках скорость соответствующей частицы равна нулю. Частица, попадающая на границу запрещенной области слева от этой точки, движется далее вдоль границы на запад; частица, попадающая на границу запрещенной области справа от этой точки, движется далее на восток, как показано на рисунке 30, б.

Таким образом, область, запрещенная для частиц с некоторыми максимальными величинами μ_i и μ_e , будет одновременно являться запрещенной областью для всех частиц с магнитным моментом меньшей величины. Это обстоятельство позволяет на-

деяться, что и в реальной магнитосфере, заполненной частицами с широким спектром μ , может сформироваться запрещенная область с достаточно четкой границей.

Итак, мы рассмотрели движение частиц в магнитосфере Земли в самосогласованной модели, учитывающей поле поляризации магнитосферной плазмы вблизи границ запрещенной области. Однако, как было указано Карлсоном [34, 35], такое рассмотрение справедливо лишь в случае достаточно малой плотности плазмы или в относительно слабонеоднородном магнитном поле. В ситуациях же, близких к действительности, выражения (81) для скорости дрейфа частиц оказываются неверными и должны быть дополнены членом, учитывающим инерционный дрейф:

$$\mathbf{v}_i = -\frac{c}{B^2} \mathbf{B} \times \left(\mathbf{E} - \frac{\mu_i \nabla B}{e} - \frac{m_i}{e} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} \right), \quad (94)$$

$$\mathbf{v}_e = -\frac{c}{B^2} \mathbf{B} \times \left(\mathbf{E} + \frac{\mu_e \nabla B}{e} \right). \quad (94 \text{ а})$$

В выражении для скорости электрона мы пренебрегли инерционным членом, поскольку масса электрона $m_e \ll m_i$.

Учет инерционного члена в выражении (94) несущественно меняет траектории частиц, однако, как было показано Карлсоном, он меняет закон изменения концентрации частиц вдоль траектории в такой степени, что приводит к возникновению достаточно сильных электрических полей, в свою очередь, существенно влияющих на движение частиц. В связи с этим рассмотрим этот вопрос подробнее, следуя анализу Карлсона [35].

Обратимся вновь к задаче, представленной на рис. 25, т. е. примем опять, что $\mathbf{B} = (B_0 + M_E/r^3) \mathbf{e}_z$ и $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_x$. Вводя, как и ранее, обобщенный потенциал ψ_i , определяемый равенством (81а), и учитывая, что в рассматриваемом нами стационарном случае $d\mathbf{v}_i/dt = (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i = \nabla (\mathbf{v}_i^2)/2 - \mathbf{v}_i \times [\nabla \times \mathbf{v}_i]$, выражение (94) можно записать в виде

$$\mathbf{v}_i \left\{ 1 + \frac{cm_i (\mathbf{B} \cdot [\nabla \times \mathbf{v}_i])}{eB^2} \right\} = \frac{c}{B^2} \mathbf{B} \times \nabla \left(\psi_i + \frac{m_i v_i^2}{2e} \right). \quad (95)$$

При дальнейшем анализе мы будем предполагать градиент магнитного поля настолько малым, что инерционный дрейф даст лишь малую поправку к общей скорости дрейфа. В этом случае в качестве величины $\mathbf{v}_i$, входящей в равенстве (95) в члены, появившиеся в результате учета инерционного дрейфа, можно подставить величину $\mathbf{v}_i$, определяемую равенством (82). В результате, пренебрегая членами второго порядка малости, получаем

$$\mathbf{v}_i \left[1 + c^2 m_i \left(\nabla^2 \psi_i - \frac{1}{B} \frac{dB}{dr} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) : eB^2 \right] = \frac{c}{B^2} \mathbf{B} \times \nabla \left(\psi_i + c^2 m_i \frac{(\nabla \psi_i)^2}{2eB^2} \right). \quad (96)$$

Из равенства (96) видно, что скорость протона $\mathbf{v}_i$ перпендику-

лярна к вектору

$$\text{grad} \left(\psi_i + \frac{c^2 m_i (\nabla \psi_i)^2}{2eB^2} \right) = \text{grad } \Psi,$$

$$\text{где } \Psi = \varphi + \frac{\mu_i B}{e} + \frac{c^2 m_i (\nabla \psi_i)^2}{2eB^2} \quad (97)$$

также является интегралом движения, т. е. сумма потенциальной энергии протона в электрическом поле ($e\varphi$), кинетической энергии его ларморовского вращения ($\mu_i B$) и кинетической энергии, связанной с дрейфом ведущего центра ($c^2 m_i (\nabla \psi_i)^2 / 2B^2 = m_i v_i^2 / 2$), остается в ходе движения частицы постоянной.

Используя формулу (96), нетрудно показать методом, использованным при выводе формулы (85), что при учете инерционного дрейфа концентрация протонов меняется вдоль их траекторий как

$$n_i = \frac{n_0 B(r)}{B_0} \left\{ 1 + c^2 m_i \left(\nabla^2 \psi_i - \frac{1}{B} \frac{dB}{dr} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) : eB^2 \right\}; \quad (98)$$

концентрация электронов, как и ранее, определяется равенством

$$n_e = n_0 B(r) / B_0. \quad (98a)$$

Таким образом, концентрации протонов и электронов в любой заданной точке r оказываются различными, вследствие чего в плазме возникает объемный заряд с плотностью

$$\rho_e = e(n_i - n_e) = c^2 n_0 m_i \left(\nabla^2 \psi_i - \frac{1}{B(r)} \frac{dB(r)}{dr} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} \right) : B_0 B(r). \quad (99)$$

Подставляя выражение (99) в уравнение Пуассона, находим, что потенциал электрического поля φ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi \left[1 + \frac{4\pi n_0 m_i c^2}{B_0 B(r)} \right] - \frac{4\pi n_0 m_i c^2}{B_0 B^2(r)} \frac{dB(r)}{dr} \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \\ = - \frac{4\pi n_0 m_i c^2 \mu_i}{e B_0 B(r)} \left[\nabla^2 B(r) - \frac{1}{B(r)} \left(\frac{dB(r)}{dr} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (100)$$

В случае, когда концентрация частиц не слишком мала, т. е. когда выполняется неравенство $4\pi n_0 m_i c^2 / (B_0 B(r)) \gg 1$ (что, согласно расчетам Карлсона, справедливо в магнитосфере при $n_0 > 10^{-4} \text{ см}^{-3}$), уравнение (100) может быть значительно упрощено. В самом деле, в этом случае первым слагаемым в левой его части можно пренебречь, и уравнение Пуассона принимает вид

$$\nabla^2 \psi_i - \frac{1}{B(r)} \frac{dB(r)}{dr} \frac{\partial \psi_i}{\partial r} = 0. \quad (101)$$

В качестве первого приближения при решении уравнения (101) предполагается, что

- 1) запрещенные области для электронов и ионов совпадают;
- 2) при формулировании граничных условий, описывающих движение частиц вблизи границы запрещенной области, величину Ψ можно заменить величиной ψ_i , определяемой равенством (81a).

В этом случае запрещенная область представляет собой, как мы видели при анализе модели Хельмера, круг, радиус (a) которого предстоит найти.

Решение уравнения (101) находится путем разделения переменных:

$$\psi_i(r, \theta) = \sum_m R_m \Theta_m(\theta), \quad (102)$$

$$\text{где } \Theta_m(\theta) = a_m \sin m\theta + b_m \cos m\theta. \quad (103)$$

Подставляя равенства (102) и (103) в (101), находим, что функции $R_m(r)$ удовлетворяют уравнению

$$R_m'' + R_m'/r - B'R_m'/B - m^2 R_m/r^2 = 0. \quad (104)$$

Кроме того, из условия (86): $\psi_i(r=a) = \text{const}$ — следует, что на границе запрещенной области

$$R_m(r=a)=0 \quad \text{при } m \neq 0. \quad (105)$$

Нетрудно показать, что не существует непрерывного решения уравнения (104), удовлетворяющего граничным условиям (105) и регулярного на бесконечности. В самом деле, регулярное на бесконечности решение должно стремиться к $C_m r^{-m}$. Допустим, что мы нашли такое решение R_m ($m > 1$), которое в соответствии с (105) равно нулю при $r=a$ и регулярно на бесконечности. Если при этом $R_m'(r=a) > 0$, то в каком-то интервале $r > a$ R_m возрастает, а так как на бесконечности $R_m \rightarrow 0$, то на некотором расстоянии $r_1 > a$ R_m должно достигать максимума, т. е. в точке r_1 R_m' должно быть равным нулю и R_m'' должно быть меньше нуля. Однако из равенства (104) следует, что в точке, где $R_m' = 0$ и $R_m > 0$ (точка максимума), $R_m'' = m^2 R_m/r^2 > 0$, что соответствует минимуму. Таким образом, предположенное нами решение оказывается невозможным. Аналогичным образом можно показать, что и решение с $R_m'(r=a) < 0$ также невозможно. Таким образом, решения (104) с $m > 1$, удовлетворяющего граничным условиям (105) и регулярного на бесконечности, действительно, не существует.

Итак, решение уравнения (101) имеет вид

$$\psi_i(r, \theta) = R_0(r) + R_1(r) \cos \theta, \quad (106)$$

где функции $R_0(r)$ и $R_1(r)$ удовлетворяют уравнениям

$$R_0'' + R_0'/r - R_0'B'/B = 0, \quad (107)$$

$$R_1'' + R_1'/r - R_1'B'/B - R_1/r^2 = 0. \quad (107a)$$

Кроме того, это решение должно удовлетворять равенствам (89) или (90), определяющим условия существования критических точек ($v_{i,e} = 0$) для протонов и электронов. Подставляя решение (106) в (89), находим, что указанные условия сводятся к

$$\begin{aligned} -dR_1/dr + dR_0/dr &= 0, \quad r=a, \\ dR_1/dr + dR_0/dr &= [(\mu_i + \mu_e)/e] (dB/dr), \quad r=a, \end{aligned} \quad (108)$$

откуда следует, что

$$\left(\frac{dR_1}{dr}\right)_{r=a} = \left(\frac{dR_0}{dr}\right)_{r=a} = \frac{\mu_i + \mu_e}{2e} \left(\frac{dB}{dr}\right)_{r=a}. \quad (109)$$

Таким образом, нам известны величины $R_1(a)$ и $(dR_1/dr)_{r=a}$, а также закон изменения R_1 с расстоянием (равенство (107а)). Тем самым, зная величину a , мы можем рассчитать R_1 на любом расстоянии $r > a$. Величина a нам неизвестна, однако мы знаем, что при $r \rightarrow \infty$ $R_1 \rightarrow -E_0 r$. Отсюда непосредственно вытекает метод решения второго из уравнений (107): производится численное интегрирование (107а) для ряда выбранных более или менее произвольно значений a с граничными условиями (105) и (109) и выбирается то решение (и соответственно та величина a), которое удовлетворяет условию $R_1(r \rightarrow \infty) \rightarrow -E_0 r$.

Определив таким образом величину a , можно проинтегрировать и первое из уравнений (107):

$$R_0(r) = C_1 \int_a^r B(r) \frac{dr}{r} + C_2, \quad (110)$$

где a — определенный выше радиус запрещенной области; постоянная интегрирования C_1 находится из условия (109).

Итак, мы проследили решение самосогласованного движения частиц в первом приближении. Результаты численных расчетов, выполненных Карлсоном, могут быть проиллюстрированы рис. 31, на котором показаны траектории движения электронов (пунктир) и протонов (сплошные линии) в случае $\mu_i = 0$ и $L_{A,e} = 7,6 R_E$.

Рис. 31. Движение частиц в самосогласованной модели Карлсона:

Сплошные линии — траектории протонов; пунктир — траектории электронов.

Из рисунка видно, что даже в столь необычном случае, когда $\mu_i \ll \mu_e$, траектории движения электронов и протонов в целом достаточно близки траекториям движения соответствующих частиц, полученным Хельмером (рис. 30; б). Однако интенсивность и распределение электрического поля при учете инерционного члена в выражении (94) оказываются существенно иными, чем в модели Хельмера. В самом деле, на рис. 32, где показано по данным [35] распределение поля E_x вдоль осей X (а) и Y (б), видно, что интенсивность поля E_x вблизи критической точки для электронов (т. е. в вечернем секторе авроральной зоны) достигает величины $50E_0$; однако столь интенсивное поле наблюдается лишь в относительно узкой (порядка $1R_E$) области и быстро (быстрее, чем r^{-2}) уменьшается с расстоянием. Такое распреде-

ние поля E связано с существованием пространственного заряда не только вблизи границы запрещенной области, но и в окружающем пространстве. Общая схема распределения объемного заряда представлена на рис. 33, заимствованном из работы Хельмера [32].

Интегрирование уравнения (101) в следующем приближении, т. е. с учетом несовпадения запрещенных областей для ионов и электронов и инерционного члена при формулировании граничных условий, показывает, что как распределение поля E_p , так и траектории движения при этом практически не изменяются (Карлсон [35]); отклонение границы запрещенной области для протонов от окружности составляет при этом не более $0,0004 \div 0,0006 R_E$.

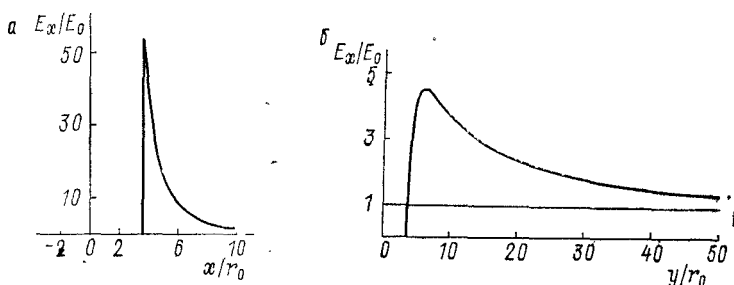


Рис. 32. Распределение интенсивности X-компоненты электрического поля вдоль оси X (a) и Y (б) [35].

Расчет самосогласованной модели движения авроральной плазмы в случае немонотонного состава последней был выполнен Карлсоном в 1974 г. [36]. Методика расчета распределения поля E_p и траекторий частиц в целом совпадает с описанной выше. К сожалению, уравнение Пуассона, имеющее в этом случае форму, несколько более сложную, чем (101), допускает лишь численное интегрирование. В связи с этим мы лишены возможности проследить детали расчета Карлсона и приведем лишь некоторые его результаты. Основными из них являются, по-видимому, следующие:

1. В случае максвелловского распределения частиц по энергиям запрещенные области для частиц низкоэнергичной части спектра будут совпадать. Только малая часть частиц, образующих высокоэнергичный хвост энергетического спектра, будет иметь запрещенную область, отличную от первой. В частности, если граница запрещенной области расположена на расстоянии $8 \div 10 R_E$, то все частицы, за исключением нескольких процентов самых энергичных, будут образовывать единый альвовенский слой толщиной $\delta \leq 0,5 R_E$.

2. Непосредственно в альвовенском слое концентрация частиц и их температура уменьшаются по мере приближения к Земле,

причем температура частиц падает много быстрее, чем их концентрация.

3. В случае, когда авроральная плазма имеет немаксвелловское распределение частиц по энергиям и состоит, например, из частиц двух сортов: горячих (энергия порядка нескольких килоэлектрон-вольт) и холодных (энергия порядка нескольких электрон-вольт), причем концентрация холодных частиц много больше концентрации горячих частиц — возможно формирование двух альвенов-

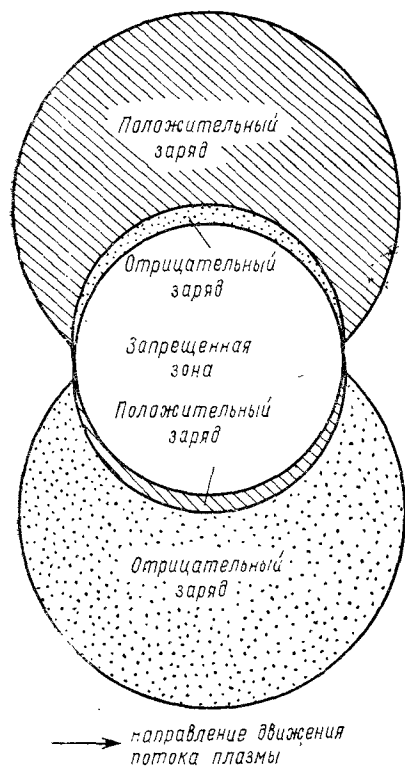


Рис. 33. Схема распределения объемного заряда [32].

заряда в магнитосфере, оказываются в целом достаточно близкими друг к другу, можно надеяться, что поведение реальной магнитосферы, соответствующей какому-то промежуточному случаю, может быть удовлетворительно описано в рамках этих моделей. Какая из обсуждаемых моделей ближе к действительности, в настоящее время сказать трудно. С одной стороны, наблюдаемое в полярных сияниях раздельное вторжение электронных и протонных потоков, а также существование весьма интенсивных продольных токов (см. гл. IV) свидетельствуют

формирование двух альвеновских слоев. Один из них соответствует границе запрещенной области энергичных частиц и расположен на $L = 8 \div 10$; интенсивность электрического поля при переходе через слой падает примерно на порядок. Второй слой соответствует границе запрещенной области малоэнергичных частиц и может быть отождествлен, в частности, с плазмопаузой. Интенсивность электрического поля во внутренней запрещенной области практически равна нулю.

Таким образом, предложенные Альвеном и Карлсоном модели конвекции магнитосферной плазмы в состоянии объяснить целый ряд наблюдаемых особенностей поведения авроральной плазмы, в частности, положение и конфигурацию зоны полярных сияний. Учитывая, что основные результаты обеих моделей (траектории движения частиц, размеры запрещенной области), соответствующих двум противоположным предположениям относительно поведения пространственного

в пользу гипотезы Альвена. С другой стороны, чрезвычайно резкая южная граница зоны сияний, соответствующая, по-видимому, столь же четкому альвеновскому слою в магнитосфере, подтверждает скорее самосогласованную модель Карлсона — Хельмера. Следует, однако, отметить, что формирование резкой внутренней кромки плазменного слоя может быть объяснено и без привлечения механизма Альвена — Карлсона. К рассмотрению другого возможного механизма формирования зоны полярных сияний мы перейдем в следующем параграфе.

§ 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВОЛНАМИ И ИХ ДИНАМИКА В ПРОСТРАНСТВЕ ПИТЧ-УГЛОВ

В предыдущем параграфе было показано, что движение частиц в магнитосфере Земли под действием поперечного электрического поля сопровождается изменением их энергии. Нетрудно, однако, показать, что в области почти дипольного магнитного поля, характерного для магнитосферы на расстояниях $L < 10$, ускорение частиц, связанное с конвекцией плазмы, должно приводить, в основном, к увеличению поперечной энергии частиц и соответственно к увеличению их питч-углов, что подтверждается непосредственными наблюдениями питч-углового распределения частиц над атмосферой [48]. Таким образом, интенсивность потоков частиц с малыми экваториальными питч-углами, формирующихся непосредственно в ходе рассмотренных выше процессов, оказывается недостаточной для того, чтобы объяснить наблюдаемые во время активной фазы авроральной суббури полярные сияния и связанные с ними геофизические явления (ионосферные и магнитные возмущения).

Для того чтобы частица попала в конус потерь и тем самым приняла участие в возбуждении полярных сияний, необходимо либо увеличить продольную (относительно геомагнитного поля) компоненту ее скорости (например, путем создания продольного электрического поля), либо, при сохранении полной энергии частицы, соответствующим образом изменить направление ее движения. Первый из названных выше процессов имеет, по-видимому, место во время аврорального брейк-апа [28, 33], когда наблюдается значительное изменение энергетического спектра вторгающихся частиц. Однако в большинстве случаев энергетические спектры частиц, находящихся вблизи экваториальной плоскости магнитосферы, и частиц, высыпающихся в полярную ионосферу, в целом совпадают (рис. 34, по данным Чейза [30]). Это обстоятельство свидетельствует о том, что изменение питч-углов авроральных частиц происходит чаще всего без заметного изменения их энергии, т. е. имеет место процесс, аналогичный рассеянию частиц.

Обычно рассеяние заряженных частиц происходит в результате их столкновений друг с другом или с молекулами нейтрального

газа. Однако в магнитосфере на расстояниях, соответствующих зоне полярных сияний, частота кулоновских столкновений частиц настолько мала, что обусловленное ими рассеяние по питч-углам не может быть достаточно эффективным, и основным процессом, приводящим к изменению питч-углового распределения частиц, является их взаимодействие с распространяющимися в плазме электромагнитными волнами. В связи с этим рассмотрим подробнее механизм взаимодействия частицы с электромагнитным полем волны. При этом в качестве примера рассмотрим поведение

частицы в поле электростатической ленгмюровской волны и в поле электромагнитной волны типа вистлера.

Взаимодействие частиц с полем ленгмюровской волны. Движение частиц в поле электростатической волны детально исследовано в работе Шафранова [24], результатами которой мы и воспользуемся.

Пусть плоская электростатическая волна с частотой

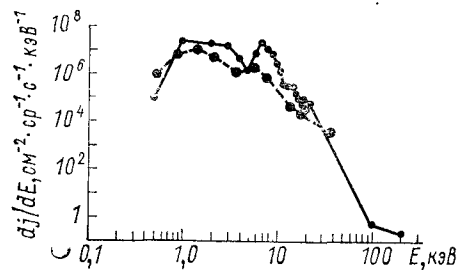


Рис. 34. Энергетический спектр электронов в плазменном слое (15, $3R_E$, пунктир) и в зоне сияний [30].

ω и скоростью $u_\phi = \omega/k$ распространяется вдоль оси X . Рассмотрим частицу, движущуюся также вдоль оси X со скоростью v_0 , близкой к u_ϕ . В этом случае частица в течение относительно длительного промежутка времени находится в поле E одного знака и может заметно изменить свою энергию. Величина этого изменения может быть оценена из следующих соображений. Если кинетическая энергия частицы (в системе отсчета, движущейся вместе с волной) меньше высоты потенциального барьера, образуемого полем, т. е. если $mv_1^2/2 < eE_0/2k$, где $v_1 = v_0 - u_\phi$, то частица отражается от этого барьера так, что ее скорость в системе отсчета, движущейся с волной, станет равной $-v_1$ и соответственно в неподвижной относительно наблюдателя системе отсчета $v = 2u_\phi - v_0$. Таким образом, энергия частицы в результате ее отражения от потенциального барьера изменяется на величину $\Delta w = 2m\omega/k (\omega/k - v_0)$. Отсюда видно, что если скорость частицы v_0 больше фазовой скорости волны, частица тормозится волной и теряет часть своей энергии; если же $v_0 < u_\phi$, то частица ускоряется полем волны, получая дополнительную энергию.

Реальная плазма состоит из частиц, обладающих разными скоростями. Таким образом, результат взаимодействия волны с плазмой в целом определяется тем, каких частиц — быстрых ($v_0 > u_\phi$) или медленных ($v_0 < u_\phi$) — больше в резонансном интервале скоростей. Очевидно, что в случае, например, максвелловского распределения частиц по скоростям (рис. 35, а) медленных частиц больше, поэтому суммарная энергия, приобретаемая всеми

резонансными частицами, будет положительной, и, следовательно, волна будет затухать. Таким образом, условием затухания волны в плазме является такая форма функции распределения частиц по скоростям, что при $v_0 = \omega/k$ первая производная функции распределения отрицательна: $(\partial f(v_0)/\partial v_0)_{v_0=\omega/k} < 0$. Если же в области $v_0 = \omega/k$ функция распределения имеет форму, представленную на рис. 35, б, т. е. $(\partial f(v_0)/\partial v_0)_{v_0=\omega/k} > 0$, то в резонансном интервале скоростей быстрых частиц оказывается больше, чем медленных, так что резонансные частицы в целом будут отдавать свою энергию волне, которая таким образом будет усиливаться.

Для того чтобы оценить скорость затухания (или соответственно нарастания) волны, приведенных выше качественных рассуждений, естественно, недостаточно. Поэтому рассмотрим задачу о взаимодействии ленгмюровских волн с плазмой более детально.

Скорость, с которой плазма поглощает (или выделяет) энергию проходящей через нее электростатической волны, можно оценить как работу, совершаемую в единицу времени полем волны над движущимися в этом поле зарядами: $Q = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) = (\hat{\sigma} \cdot \mathbf{E}^2)$. Таким образом, для определения скорости затухания или нарастания поля волны прежде всего необходимо найти проводимость плазмы с заданной функцией распределения частиц по pitch-углам в поле волны с данной частотой ω .

Однако прежде чем начать расчет проводимости горячей плазмы в поле ленгмюровской волны, рассмотрим значительно более простой и наглядный случай холодной плазмы в переменном электрическом поле (Саттон и Шерман [15]). Анализ этого случая позволит лучше понять методику расчета комплексной проводимости плазмы и физический смысл различных ее компонент.

Итак, рассмотрим плазму, состоящую из холодных электронов и ионов, помещенную в электрическое поле, направленное вдоль оси X и меняющееся со временем как $E = E_0 \cos \omega t$. Пренебрегая движением относительно тяжелых ионов, запишем уравнение движения электронов

$$\frac{dv_{e,x}}{dt} = -\frac{eE_x}{m_e} - v_e v_{e,x} = -\frac{eE_0 \cos \omega t}{m_e} - v_e v_{e,x}, \quad (111)$$

где v_e — частота столкновений электронов с ионами.

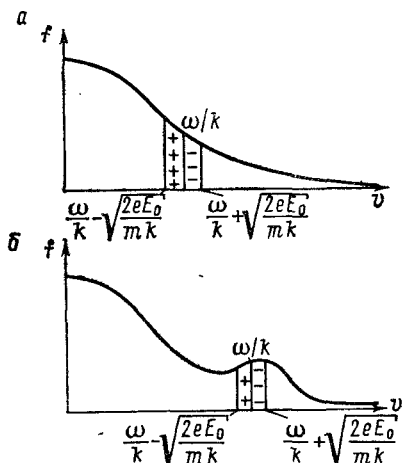


Рис. 35. К расчету взаимодействия ленгмюровской волны с плазмой [21].

Решением этого уравнения является

$$v_{e,x} = -\frac{eE_0}{m_e} \left\{ \frac{v_e \cos \omega t}{v_e^2 + \omega^2} + \frac{\omega \sin \omega t}{v_e^2 + \omega^2} \right\}.$$

Плотность электрического тока, обусловленного движением электронов, и проводимость плазмы в переменном электрическом поле соответственно равны:

$$j = \frac{ne^2 E_0}{m_e} \left\{ \frac{v_e \cos \omega t}{v_e^2 + \omega^2} + \frac{\omega \sin \omega t}{v_e^2 + \omega^2} \right\}, \quad (112)$$

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_e} \left\{ \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2} + \frac{\omega \operatorname{tg} \omega t}{v_e^2 + \omega^2} \right\}. \quad (112 a)$$

Из выражения (112) видно, что плотность тока в плазме в рассматриваемом случае состоит из двух слагаемых, первое из которых представляет собой ток, меняющийся со временем в фазе с полем E , в то время, как второе — ток, отстающий от электрического поля по фазе на 90° . Проводимость плазмы также определяется двумя членами, соответствующими двум вышеуказанным компонентам плотности тока. Из этих двух членов, строго говоря, лишь первый, определяющий плотность тока, пропорциональную E , представляет собой собственно проводимость среды, в то время как второй может быть назван проводимостью лишь весьма условно.

Кроме того, из (112) также следует, что с уменьшением частоты столкновений электронов с ионами (v_e) величина первых слагаемых в выражениях (112) уменьшается и стремится к нулю при переходе к бесстолкновительной плазме.

Энергия, поглощаемая плазмой в единицу времени, очевидно, определяется равенством

$$\begin{aligned} Q = \overline{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})} &= \frac{\omega Q_T}{2\pi} = \frac{\omega ne^2}{2\pi m_e} \int_0^{2\pi/\omega} \left\{ \frac{v_e \cos \omega t}{v_e^2 + \omega^2} + \frac{\omega \sin \omega t}{v_e^2 + \omega^2} \right\} \cos \omega t \, dt = \\ &= \frac{ne^2 E_0^2 v_e}{2m_e (v_e^2 + \omega^2)}, \end{aligned} \quad (113)$$

где Q_T — энергия, поглощаемая плазмой за один период осцилляции поля δE . Из равенства (113) следует, что количество энергии, поглощаемой плазмой, определяется лишь той компонентой плотности тока, которая осциллирует в фазе с полем $\mathbf{E}$ и не зависит от интенсивности токов, определяемых вторым слагаемым в выражении (112).

Если от рассмотренных выше реальных величин E , v , j и σ перейти к комплексным величинам $\tilde{E} = E_0 \cdot \exp(i\omega t)$; $\tilde{v} = v_0 \times \exp(i\omega t)$ и т. д., то равенство (111) примет вид $i\omega \tilde{v}_e = -e\tilde{E}/m_e -$

— $v_e \tilde{v}_e$, откуда следует

$$\tilde{v}_e = -\frac{e\tilde{E}}{m_e} \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2} + \frac{ie\tilde{E}}{m_e} \frac{\omega}{v_e^2 + \omega^2} \quad \text{и} \quad \tilde{j} = \tilde{\sigma}\tilde{E},$$

$$\text{где} \quad \tilde{\sigma} = \frac{ne^2}{m_e} \left\{ \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2} - \frac{i\omega}{v_e^2 + \omega^2} \right\}.$$

Соответственно энергия, поглощаемая плазмой в единицу времени, оказывается равной

$$Q = \frac{ne^2 E_0^2}{2m_e} \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2} = \frac{\text{Re}(\tilde{\sigma}) E_0^2}{2}, \quad (114)$$

откуда, в частности, следует, что скорость диссипации энергии переменного поля определяется действительной частью комплексной проводимости среды. Последний результат может быть получен путем несложных выкладок (Шафранов [21]) и в значительно более общем случае плазмы в магнитном поле; однако в рассматриваемом нами весьма частном случае проводимости плазмы в поле ленгмюровской волны в этом выводе нет необходимости.

Как показывает равенство (113), в холодной и бесстолкновительной ($v_e \rightarrow 0$) плазме, помещенной в осциллирующее электрическое поле, скорость джоулевой диссипации также стремится к нулю. Это обстоятельство объясняется тем, что под действием поля холодные электроны осциллируют относительно своего нормального положения, не совершая в целом никакой работы. Однако в горячей плазме, через которую проходит ленгмюровская волна, некоторые частицы, как мы видели, могут оказаться в резонансе с волной, в связи с чем проводимость среды может существенно измениться. Поэтому обратимся вновь к рассмотренной выше проблеме взаимодействия ленгмюровских волн с горячей плазмой. При этом мы вновь воспользуемся результатами работы Шафранова [21].

Итак, рассмотрим группу частиц (для определенности — электронов) с плотностью $\Delta n_0 = n_0 f(v_0) \Delta v_0$, движущихся в поле ленгмюровской волны $E = E_0 \exp[i(\kappa x - \omega t)]$ вдоль оси X со скоростью от v_0 до $v_0 + \Delta v_0$. Под воздействием поля волны скорость электронов и их концентрация испытывают возмущения v_1 и Δn_1 , для описания которых запишем уравнение движения

$$m_e \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) = -eE_x - m_e v_e v_1 \quad (115)$$

и уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta n_1 + \Delta n_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial x} \Delta n_1 = -v_e \Delta n_1, \quad (115a)$$

где v_e — частота столкновений электронов — малая величина, в условиях бесстолкновительной плазмы стремящаяся к нулю. Отыскивая решение (115) в форме $\tilde{v}_1, \Delta \tilde{n}_1 \sim \exp[i(\kappa x - \omega t)]$,

где ω — частота рассматриваемого процесса, т. е. вещественная величина, получаем

$$\begin{aligned}\tilde{v}_1 &= -ieE_x/[m_e(\omega - kv_0 + iv_e)], \\ \Delta\tilde{n}_1 &= -iek\Delta n_0 E_x/[m_e(\omega - kv_0 + iv_e)^2].\end{aligned}\quad (116)$$

Полагая, что электрический ток, связанный с движением Δn_0 частиц, движущихся со скоростью v_0 , компенсируется в электрически нейтральной плазме током, несомым частицами противоположного знака, найдем ток, связанный с возмущением концентрации и скорости частиц:

$$\Delta\tilde{j}_x = -e(\Delta n_0 v_1 + \Delta n_1 v_0) = \Delta\tilde{\sigma} E_x. \quad (117)$$

Подставляя равенства (116) в (117), получаем

$$\Delta\tilde{\sigma} = \frac{i\Delta n_0 e^2}{m_e} \frac{\omega + iv_e}{(\omega - kv_0 + iv_e)^2}. \quad (118)$$

Если теперь от рассмотренной выше группы частиц перейти к плазме в целом, то легко видеть, что проводимость плазмы в поле ленгмювской волны равна

$$\tilde{\sigma} = \frac{in_0 e^2}{m_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega + iv_e}{(\omega - kv_0 + iv_e)^2} f(v_0) dv_0. \quad (119)$$

Для дальнейших выкладок равенство (119) удобнее записать в форме

$$\tilde{\sigma} = -\frac{in_0 e^2}{m_e} \int_{-\infty}^{\infty} v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \frac{dv_0}{\omega - kv_0 + iv_e}. \quad (119a)$$

В тождественности выражений (119) и (119a) можно убедиться, проинтегрировав по частям правую часть выражения (119a). Разделим в равенстве (119a) вещественную и мнимую части:

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma} &= -\frac{n_0 e^2}{m_e} \int_{-\infty}^{\infty} v_e v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \frac{dv_0}{(\omega - kv_0)^2 + v_e^2} - \\ &- \frac{in_0 e^2}{m_e} \int_{-\infty}^{\infty} (\omega - kv_0) v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \frac{dv_0}{(\omega - kv_0)^2 + v_e^2}.\end{aligned}\quad (120)$$

Ранее мы видели, что скорость поглощения плазмой энергии поля определяется вещественной частью $\tilde{\sigma}$, т. е. первым слагаемым в правой части выражения (120). Учитывая, что при $v_e \rightarrow 0$ подынтегральное выражение в этом слагаемом обладает свойствами δ -функции, т. е. мало всюду, кроме окрестностей точки $\omega = kv_0$,

получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\tilde{\sigma}) &= -\frac{n_0 e^2}{m_e} \left(v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \right)_{\omega/k=v_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v_e dv_0}{(\omega - kv_0)^2 + v_e^2} = \\ &= -\frac{n_0 e^2}{m_e} \left(v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \right)_{\omega/k=v_0} \frac{\pi}{|k|}. \end{aligned} \quad (121)$$

Из равенства (121) следует, что в соответствии с полученными выше результатами $\operatorname{Re}(\tilde{\sigma}) > 0$ и плазма поглощает энергию волны в случае $\partial f(v_0)/\partial v_0 < 0$, и, наоборот, при $\partial f(v_0)/\partial v_0 > 0$ интенсивность волны возрастает за счет энергии резонансных частиц.

Декремент затухания (нарастания) поля волны легко определяется из самых общих соображений. В самом деле, если в плазме не содержится сторонних источников поля, то изменение плотности энергии ленгмюровской волны ($\varepsilon = E_0^2/8\pi$) со временем описывается равенством

$$d\varepsilon(t)/dt = -Q(t), \quad (122)$$

где ε — суммарная энергия электрического поля волны ($\varepsilon_E = E_0^2/16\pi$) и кинетической энергии когерентных электронов: $\varepsilon_k = \varepsilon_E$ (Гинзбург [4]); $Q(t)$ определяется равенством (114).

Подставляя (114) в (122) и интегрируя получаемое таким образом элементарное уравнение, находим $E(t) = E_0 \exp(-\gamma t)$, где

$$\begin{aligned} \gamma &= 2\pi \operatorname{Re}(\tilde{\sigma}_{||}) = -\frac{2\pi^2 n_0 e^2}{m_e |k|} \left(v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \right)_{\omega/k=v_0} = \\ &= -\frac{\pi \omega_0^2}{2 |k|} \left(v_0 \frac{\partial f(v_0)}{\partial v_0} \right)_{\omega/k=v_0}. \end{aligned} \quad (123)$$

Таким образом, мы видим, что как проводимость среды, так и скорость диссипации энергии проходящей через нее электростатической волны оказываются отличными от нуля даже в полностью бесстолкновительной плазме (затухание Ландау).

Рассмотрим теперь взаимодействие заряженной частицы с полем волны электромагнитного типа, например с вистлером. Очевидно, что для того чтобы волна могла достаточно эффективно воздействовать на частицу, вектор электрического поля должен вращаться синхронно с частицей, т. е. в системе отсчета, движущейся вместе с частицей, частота волны с учетом ее доплеровского сдвига должна равняться гирочастоте соответствующей частицы:

$$\omega - kv_{||} = \Omega_{e,i}, \quad (124)$$

где $\Omega_{e,i}$ — гирочастота частицы с учетом ее знака, т. е. $\Omega_e > 0$ и $\Omega_i < 0$.

Поскольку $\Omega_e > \omega$ (условие существования вистлера), резонирующий с полем волны электрон должен двигаться ей навстречу; при этом, чтобы доплеровское смещение частицы было заметным, скорость электрона должна быть относительно велика. Гироча-

стота протона $\Omega_i < 0$, поэтому чтобы оказаться в резонансе с вистлером, протон должен двигаться в ту же сторону, что и волна, но быстрее ее (аномальный эффект Доплера).

Рассмотрим, как меняется в результате взаимодействия с полем волны энергия резонансной частицы. Для этого запишем уравнение движения частицы в поле волны, распространяющейся вдоль внешнего однородного магнитного поля $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_x$, в системе отсчета, движущейся с произвольной, но постоянной скоростью вдоль оси X (Стикс [17]):

$$m_k \frac{d\mathbf{v}'_k}{dt} = e_k e \left\{ \delta \mathbf{E}' + \frac{1}{c} \mathbf{v}'_k \times (\mathbf{B}_0 + \delta \mathbf{B}') \right\}. \quad (125)$$

Здесь величины со штрихом соответствуют значениям скорости и интенсивности электрического поля, измеренным в указанной системе отсчета; e_k — знак заряда частицы (плюс для протона, минус для электрона); $\delta \mathbf{E}'$ и $\delta \mathbf{B}'$ — соответственно электрическое и магнитное поля волны, связанные между собой соотношением

$$\delta \mathbf{B}' = (ck/\omega') [\mathbf{e}_x \times \delta \mathbf{E}']; \quad (126)$$

ω' — частота волны, измеренная в той же системе отсчета, что и величины $\mathbf{v}'_k$ и $\delta \mathbf{E}'$.

Подставляя равенство (126) в (125) и проецируя последнее на ось X , получаем, учитывая, что $\delta \mathbf{E}'$ перпендикулярно к $\mathbf{e}_x$:

$$m_k dv_{k,\parallel}/dt = (e_k ek/\omega') (\mathbf{v}'_k \cdot \delta \mathbf{E}'), \quad (127)$$

где $v_{k,\parallel} = v'_{k,x}$ — параллельная внешнему полю $\mathbf{B}_0$ компонента скорости частицы.

Равенство (127) записано, как уже говорилось, в произвольной системе отсчета. Но лишь в той системе, которая движется с резонансной скоростью, определяемой равенством (124), угол между векторами $\mathbf{v}'_k$ и $\delta \mathbf{E}'$ не меняется или меняется относительно медленно, так что равенство (127), записанное в этой системе, описывает не осциллирующий, а монотонный процесс. Переходя к указанной системе отсчета, скорость движения которой обозначим $v_{\text{рез}}$, заменим величины $v'_{k,\parallel}$ на $v_{k,\parallel} - v_{\text{рез}}$ и ω' на $\omega - kv_{\text{рез}}$ (величины без штриха относятся к системе отсчета, неподвижной относительно наблюдателя). Умножая левую и правую части равенства (127) на $v_{k,\parallel}$, получаем

$$\frac{dw_{k,\parallel}}{dt} = \frac{v_{k,\parallel}}{u_\phi - v_{\text{рез}}} \frac{dw_{k,\perp}}{dt}, \quad (128)$$

где $u_\phi = \omega/k$ — фазовая скорость волны; $w_{k,\parallel} = m_k v_{k,\parallel}^2/2$ и $w_{k,\perp} = m_k v_{k,\perp}^2/2$. Поскольку для рассматриваемых нами резонансных частиц $v_{k,\parallel} \approx v_{\text{рез}}$, равенство (128) можно записать в виде

$$\frac{dw_{k,\parallel}}{dt} = \frac{v_{k,\parallel}}{u_\phi - v_{k,\parallel}} \frac{dw_{k,\perp}}{dt}. \quad (129)$$

Принимая во внимание, что полная энергия частицы $w_h = w_{h,\perp} + w_{h,\parallel}$, находим из (129)

$$\frac{dw_h}{dt} = \frac{u_\phi}{u_\phi - v_{h,\parallel}} \frac{dw_{h,\perp}}{dt}, \quad \frac{dw_h}{dt} = \frac{u_\phi}{v_{h,\parallel}} \frac{dw_{h,\parallel}}{dt}. \quad (130)$$

Из формул (130) следует, что если в результате взаимодействия с полем вистлера энергия частицы уменьшается ($dw_h/dt < 0$), т. е. происходит раскачка волны, то:

1) для резонансного электрона, скорость которого антипараллельна u_ϕ , $dw_{e,\perp}/dt < 0$ и $dw_{e,\parallel}/dt > 0$, т. е. вместе с уменьшением энергии резонансного электрона происходит уменьшение его питч-угла; при этом, поскольку в условиях магнитосферы $|v_{e,\parallel}| \gg |u_\phi|$, скорость изменения как поперечной, так и продольной энергии оказывается много больше скорости изменения полной энергии электрона; следовательно, в результате взаимодействия с полем волны типа вистлера, в отличие от затухания Ландау, происходит в основном изменение питч-угла частицы, а не ее энергии;

2) для резонансного протона $v_{p,\parallel} \parallel u_\phi$, причем $v_{p,\parallel} \gg u_\phi$; таким образом, при $dw_i/dt < 0$, $dw_{\perp}/dt > 0$ и $dw_{i,\parallel}/dt < 0$, что соответствует увеличению питч-угла тормозящей частицы.

Полученные результаты позволяют также указать вид функции распределения частиц по питч-углам, благоприятной для развития неустойчивости, связанной с раскачкой волн типа вистлеров. В самом деле, из формул (130) следует, как мы только что видели, что усиление волны (условие развития неустойчивости) связано с уменьшением питч-углов резонансных электронов или с увеличением питч-углов резонансных протонов. А так как в результате развития неустойчивости плазма должна перейти в состояние, описываемое более изотропной функцией распределения, то можно ожидать, что первоначальная функция распределения резонансных электронов должна обеспечивать преобладание частиц с большими питч-углами; если же вистлеры генерируются резонансными протонами, то среди последних должны преобладать частицы с малыми питч-углами.

Итак, мы убедились в том, что в результате взаимодействия частиц с волнами, распространяющимися в плазме, питч-углы этих частиц могут существенно измениться. Для того чтобы подсчитать это изменение питч-угла (а также и энергии частицы), необходимо, как было показано выше, знать мгновенное значение скорости частицы, фазу ее ларморовского вращения и соответствующие характеристики (интенсивность, скорость и фазу) волны, взаимодействующей с частицей. Совершенно очевидно, что определение всех этих величин для каждой отдельно взятой частицы нереально и возможно лишь описание плазмы в рамках таких статистических или вероятностных характеристик, как, например, функция распределения частиц по тем или иным параметрам. Изменение функции распределения со временем в приближении

непрерывного взаимодействия описывается чаще всего уравнением Фоккера — Планка. В связи с этим напомним вывод и смысл коэффициентов этого уравнения (Чандрасекар [20], Франк-Каменецкий [19]).

Уравнение Фоккера — Планка. Рассмотрим плазму, характеризующуюся набором параметров X_i (например, положение, скорость иpitch-угол частиц, их магнитный момент и т. д.), всю совокупность этих параметров обозначим символом X , а функцию распределения частиц по этим параметрам — $f(X)$.

Пусть Δt — интервал времени, большой в том смысле, что за это время отдельные частицы успеют испытать большое количество индивидуальных актов рассеяния, но малый в том смысле, что среднее квадратичное изменение параметров $\langle \Delta X^2 \rangle$ остается малым. При этих обстоятельствах функция $f(X, t + \Delta t)$, определяющая вероятность значений X для рассматриваемых нами параметров в момент времени $t + \Delta t$, может быть выражена через функцию $f(X', t)$, определяющую вероятность значений X' в момент t , соотношением

$$f(X, t + \Delta t) = \int f(X', t) w(X', X, \Delta t) d(\Delta X'), \quad (131)$$

где $w(X', X, \Delta t)$ — вероятность перехода из состояния, характеризующегося значениями рассматриваемых параметров X' , в состояние с параметрами X за время Δt .

Разлагая функции $f(X, t + \Delta t)$, $f(X', t)$ и $w(X', X, \Delta t)$ в ряды Тэйлора по степеням Δt и ΔX соответственно, получаем

$$\begin{aligned} f(X, t) + \frac{\partial f(X, t)}{\partial t} \Delta t + \dots = & \int \left\{ f(X, t) + \sum_i \frac{\partial f(X, t)}{\partial X_i} \Delta X_i + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \sum_{i, h} \frac{\partial^2 f(X, t)}{\partial X_i \partial X_h} \Delta X_i \Delta X_h + \dots \right\} \cdot \left\{ w(X, \Delta X, \Delta t) + \right. \\ & \left. + \sum_i \frac{\partial w(X, \Delta X, \Delta t)}{\partial X_i} \Delta X_i + \frac{1}{2} \sum_{i, h} \frac{\partial^2 w(X, \Delta X, \Delta t)}{\partial X_i \partial X_h} \Delta X_i \Delta X_h \right\} d(\Delta X). \quad (132) \end{aligned}$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} \int w(X, \Delta X, \Delta t) d(\Delta X) &= 1, \\ \int \Delta X_i w(X, \Delta X, \Delta t) d(\Delta X) &= \langle \Delta X_i \rangle, \\ \int \Delta X_i \Delta X_h w(X, \Delta X, \Delta t) d(\Delta X) &= \langle \Delta X_i \Delta X_h \rangle, \end{aligned} \quad (133)$$

и пренебрегая членами второго и высших порядков малости, равенство (132) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(X, t)}{\partial t} &= \frac{1}{\Delta t} \sum_i \frac{\partial}{\partial X_i} (f(X, t) \cdot \langle \Delta X_i \rangle) + \\ &+ \frac{1}{2\Delta t} \sum_{i, h} \frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_h} \{ f(X, t) \langle \Delta X_i \Delta X_h \rangle \}. \end{aligned} \quad (134)$$

Вводя обозначения

$$A_i = -\frac{\langle \Delta X_i \rangle}{\Delta t}, \quad B_{i,h} = \frac{\langle \Delta X_i \Delta X_h \rangle}{2\Delta t}, \quad (135)$$

равенству (134) можно придать вид

$$\frac{\partial f(X, t)}{\partial t} = - \sum_i \frac{\partial}{\partial X_i} \left\{ A_i f(X, t) - \sum_h \frac{\partial}{\partial X_h} \left(B_{i,h} f(X, t) \right) \right\}. \quad (136)$$

Уравнение (136), описывающее изменение функции распределения со временем, и есть уравнение Фоккера — Планка.

В особенности простой вид приобретает это уравнение в случае, когда вероятность перехода системы из состояния X' в состояние X за время Δt зависит лишь от разности ΔX величин X' и X . Тогда второй множитель в подынтегральной функции в правой части равенства (132) сводится к величине $w(\Delta X, \Delta t)$, и коэффициенты A_i и $B_{i,h}$ в равенстве (136) оказываются постоянными. В этом случае уравнение Фоккера — Планка имеет вид

$$\frac{\partial f(X, t)}{\partial t} = - \sum_i \frac{\partial}{\partial X_i} \left\{ A_i f(X, t) - \sum_h B_{i,h} \frac{\partial f(X, t)}{\partial X_h} \right\}. \quad (136 \text{ а})$$

Если в качестве переменных X принять координаты точки в пространстве, то первый член в правой части (136) описывает динамическое трение, а второй — диффузию частиц в пространстве. В общем случае, когда под величиной X понимается произвольный параметр (скорость, питч-угол и т. д.), уравнение Фоккера — Планка описывает диффузию частиц соответственно в пространстве скоростей, питч-углов и т. д.

Диффузия электронов в пространстве питч-углов. Применим теперь уравнение Фоккера — Планка для анализа эволюции функции распределения частиц по питч-углам в магнитосфере.

Рассмотрим плазму, захваченную геомагнитным полем в некоторой силовой трубке. Если параметры плазмы в магнитосфере не зависят от долготы, то поступление в рассматриваемую трубку новых частиц, обусловленное их долготным дрейфом, равно как и уход части старых частиц, не меняют ни плотности, ни питч-углового распределения частиц; поэтому при анализе функции распределения и ее изменений со временем можно пренебречь долготным дрейфом частиц.

Рассмотрим плазму, состоящую из частиц, обладающих одинаковой скоростью v , и выберем в качестве параметра, характеризующего состояние этой плазмы, косинус экваториального питч-угла частиц $\mu_0 = \cos \alpha_e$. Учитывая, что изменение питч-углов электронов происходит значительно быстрее, чем изменения их энергии (равенства (130)), пренебрежём последним и, подставляя величину μ_0 вместо X в уравнение (136), запишем уравнение Фоккера — Планка в форме

$$\frac{\partial f(\mu_0, t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \mu_0} \left\{ D_1(\mu_0) f(\mu_0, t) - \frac{\partial}{\partial \mu_0} \left(D(\mu_0) f(\mu_0, t) \right) \right\} + Q(\mu_0, t), \quad (137)$$

где $D_1(\mu_0)$ и $D(\mu_0)$ определяются равенствами (135), т. е.

$$D_1(\mu_0) = -\frac{\langle \Delta\mu_0 \rangle}{\Delta t}, \quad D(\mu_0) = \left\langle \frac{(\Delta\mu_0)^2}{2} \right\rangle : \Delta t; \quad (138)$$

$Q(\mu_{0,t})$ — функция источника, т. е. количество частиц, обладающих экваториальным питч-углом в диапазоне $\mu_0, \mu_0 + \Delta\mu_0$, вводимых в рассматриваемую трубку в единицу времени.

Анализ этого уравнения применительно к магнитосфере был выполнен в работе Робертса [14], результатами которой мы и воспользуемся.

Прежде всего определим функцию распределения $f(\mu_0, t)$ так, что в силовой трубке с экваториальным сечением dA_0 в момент времени t количество частиц, имеющих экваториальный

питч-угол в диапазоне $(\mu_0, \mu_0 + d\mu_0)$, равно $f(\mu_0, t) d\mu_0 dA_0$. Наряду с функцией распределения $f(\mu_0, t)$ введем также величину $j(\mu_0, t)$, определяющую монопотенциальный поток частиц в экваториальной области рассматриваемой трубки.

Связь между величинами $f(\mu_0, t)$ и $j(\mu_0, t)$ может быть определена из следующих соображений. Рассмотрим объем $dV = dA_0 dz$ в экваториальной плоскости силовой трубки (рис. 36). Частицы с заданным экваториальным питч-углом μ_0 находятся в этом объеме, пересекая его дважды в течение времени

Рис. 36 Движение заряженной частицы в силовой трубке [14]:

1 — силовая трубка; 2 — спиральная траектория частицы; 3 — экватор; 4 — некоторый слой $dA_0 dz$ вблизи экватора

времени $dt = 2dz/(v\mu_0)$, т. е. проводят в нем $2dz/(v\mu_0\tau_B)$ часть своего полного периода осцилляции между зеркальными точками (τ_B). Если концентрация частиц со временем не меняется, то количество частиц с экваториальным питч-углом в диапазоне $(\mu_0, \mu_0 + d\mu_0)$ в выбранном объеме равно

$$dn(\mu_0) = 2d\mu_0 dA_0 dz f(\mu_0, t)/v\mu_0\tau_B. \quad (139)$$

С другой стороны, если задано количество частиц с питч-углом μ_0 , то поток таких частиц равен

$$2\pi j(\mu_0, t) d\mu_0 = dn(\mu_0) v/2 dA_0 dz. \quad (140)$$

Исключая величину $dn(\mu_0)$ из выражений (139) и (140), находим

$$j(\mu_0, t) = f(\mu_0, t)/2\pi\mu_0\tau_B = f(\mu_0, t) v/2\pi\mu_0 S, \quad (141)$$

где S — полная длина винтовой траектории частицы.

Определив таким образом величины $f(\mu_0, t)$ и $j(\mu_0, t)$, нетрудно показать, что коэффициенты $D_1(\mu_0)$ и $D(\mu_0)$ связаны между собой определенным соотношением, так что уравнение (137) может быть записано в форме обычного уравнения диффузии с одним коэффициентом $D(\mu_0)$. В самом деле, при отсутствии источника частиц и копуса потеря решения уравнения (139) должно быть стационарным и изотропным. Отсюда непосредственно следует, что

$$D_1(\mu_0) = \frac{1}{\mu_0 S(\mu_0)} \frac{\partial}{\partial \mu_0} [\mu_0 S(\mu_0) D(\mu_0)], \quad (142)$$

и уравнение (137) принимает вид

$$\frac{\partial j(\mu_0, t)}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 S(\mu_0)} \frac{\partial}{\partial \mu_0} \left[\mu_0 S(\mu_0) D(\mu_0) \frac{\partial j(\mu_0, t)}{\partial \mu_0} \right] + v \bar{q}(\mu_0, t), \quad (143)$$

где $\bar{q}(\mu_0, t)$ — локальная функция источника, осредненная вдоль винтовой траектории частицы с μ_0 и связанная с величиной $Q(\mu_0, t)$ соотношением

$$Q(\mu_0, t) = 2\pi\mu_0\tau_B v \bar{q}(\mu_0, t). \quad (144)$$

Таким образом, мы видим, что эволюция функции распределения частиц по питч-углам действительно описывается соотношением типа уравнения диффузии, что оправдывает используемое в дальнейшем представление процессов, приводящих к изменению питч-углов частиц, как диффузии частиц в пространстве питч-углов.

Однако чтобы воспользоваться этим уравнением для решения тех или иных конкретных задач из физики магнитосферы, необходимо знать величину коэффициента диффузии $D(\mu_0)$. Для того чтобы рассчитать величину $D(\mu_0)$, нужно, в свою очередь, знать конкретный механизм взаимодействия частиц с волнами, ответственными за рассеяние частиц, а также спектр и интенсивность этих волн вдоль всей траектории частиц. Поскольку все эти величины чаще всего известны довольно плохо, попытаемся, не вдаваясь в детали конкретных механизмов рассеяния частиц, представить себе ход и результаты диффузии частиц по питч-углам, исходя лишь из формы уравнения (143) (Робертс [14]).

В случае, если функция источника $q(\mu_0)$ является величиной постоянной, решение уравнения (143) может быть получено методом разделения переменных (Положий [11], Тихонов и Самарский [18]) и имеет вид

$$j(\mu_0, t) = j_s(\mu_0) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n j_n(\mu_0) \exp(-\eta_n t), \quad (145)$$

где $j_s(\mu_0)$ — стационарное решение уравнения (143), получаемое при $\partial j / \partial t = 0$; η_n, j_n — собственные значения и собственные функции соответствующей граничной задачи. Все константы η_n , определяющие затухание j со временем, положительны и определяются

граничными условиями, накладываемыми на $j_n(\mu_0)$: $j_n(0)$ должно быть конечным и $j_n(\mu_c) = 0$, где μ_c — величина конуса потерь. Решение (145) иллюстрирует следующие особенности поведения функции распределения частиц по питч-углам.

1. Если все члены ряда (145) перенумеровать в соответствии с величиной η_n так, чтобы η_1 было наименьшим, то η_2 оказывается, как правило, в три-четыре раза больше η_1 и т. д. Соответственно с увеличением l все члены с $n > 1$ рано или поздно делаются пренебрежимо малыми по сравнению с первым, и в дальнейшем поток частиц убывает, как простая экспонента.

2. В ходе экспоненциального спада поток частиц затухает одинаково для всех значений питч-углов, так что функция распределения частиц по питч-углам на этой стадии процесса по своей форме уже не меняется.

Указанные выводы могут быть проиллюстрированы на примере решения уравнений (143) с изотропной функцией источника $\bar{q} = \text{const}$ и с коэффициентом $D(\mu_0)$, выбранным в форме

$$D(\mu_0) = D_0 (\mu_0/\mu_c)^\xi, \quad \xi < 2, \quad (146)$$

где D_0 — константа, определяющая величину D на границе конуса потерь. Если при этом величину $S(\mu_0)$ принять постоянной (а это, по-видимому, можно сделать, ибо в дипольном поле $S(\mu_0)$ меняется в 1,9 раза при изменении μ_0 от 0 до 1), то функции, входящие в выражение (145), имеют вид:

$$j_s(\mu_0) = \frac{v \bar{q} \mu_c^2}{2D_0(2-\xi)} \left\{ 1 - \left(\frac{\mu_0}{\mu_c} \right)^{2-\xi} \right\}, \quad (147)$$

$$j_n = \Gamma(v+1) \left(\frac{1}{2} \zeta_{vn} \right)^{-v} \left(\frac{\mu_0}{\mu_c} \right)^{-\xi/2} \mathcal{J}_v \left\{ \frac{\zeta_{vn}}{(\mu_0/\mu_c)^{1-\xi/2}} \right\}, \quad (148)$$

где $\mathcal{J}_v(x)$ — функция Бесселя первого рода порядка v , определяемого равенством

$$v = \xi/(2 - \xi); \quad (149)$$

ξ — значение x , соответствующее n -му корню функции $\mathcal{J}_v(x)$.

Значения η_n даются при этом равенством

$$\eta_n = (1 - \xi/2)^2 \zeta_{vn}^2 D_0/\mu_c^2. \quad (150)$$

Результаты расчетов, выполненных по указанным формулам, представлены на рис. 37, где показаны функции $j_1(\mu_0)$ и $j_s(\mu_0)$ для ряда значений ξ .

Величина конуса потерь при расчетах принималась равной $\mu_c = 0,9$, а значения $v\bar{q}$ и D_0 подбирались такими, чтобы $j_s(0) = 1,0$. Из приведенных на рисунке графиков видно, что функция $j_1(\mu_0)$ весьма близка к стационарному решению $j_s(\mu_0)$. Таким образом, функция $j_1(\mu_0)$ представляет собой такое распределение по питч-углам, к которому приходит в результате диффузии любое начальное распределение по питч-углам. В еще более наглядной форме этот результат представлен на рис. 38, а, где показано изменение со временем функции распределения, в начальный момент

времени являющейся чрезвычайно анизотропной. При расчетах принимались $\xi = 0$; $\mu_c = 0,94$; $D_0 = 0,01$ сут⁻¹. Из рис. 38, а видно, что диффузия частиц по питч-углам устраняет в течение

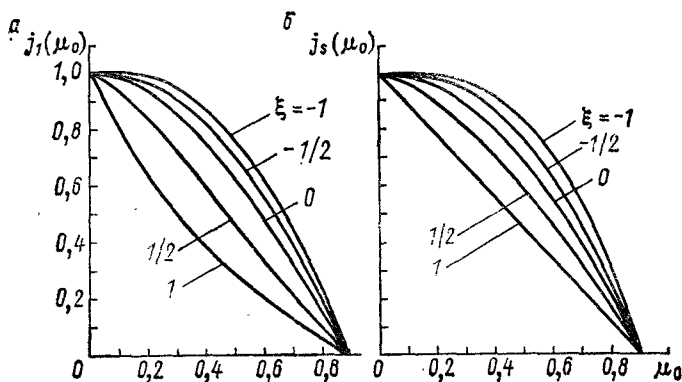


Рис. 37. Низшая нормальная мода $j_1(\mu_0)$ (а) и стационарное решение $j_s(\mu_0)$ (б) по данным [14].

нескольких дней дополнительный максимум в $j(\mu_0, t)$ при $\mu_0 = 0,7$, и, начиная с $t = 10$ сут, форма функции распределения практически не меняется.

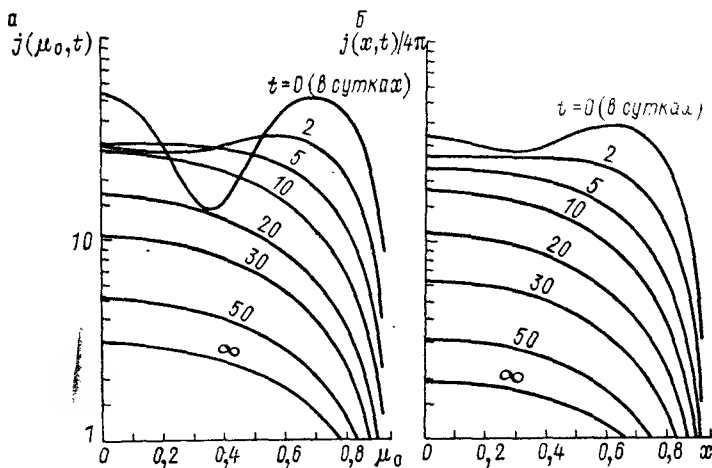


Рис. 38. Эволюция некоторого начального распределения частиц по питч-углам к стационарному состоянию [14].

На рис. 38, б показано для той же задачи изменение со временем интенсивности всенаправленного потока как функции координаты $x = (1 - B_0/B)^{1/2}$. Здесь также видно, что диффузия частиц по питч-углам перераспределяет их таким образом, что

максимум $j(x, t)$, наблюдавшийся первоначально на $x = 0,7$, через несколько дней исчезает и $j(x, t)$ приближается к своей стационарной форме.

Таково поведение функции распределения частиц по питч-углам, предсказываемое уравнением диффузии (143). Однако при решении этого уравнения был сделан ряд упрощающих предположений относительно зависимости коэффициента диффузии от μ_0 ,

величины функции источника и так далее. В связи с этим не ясно, насколько хорошо полученные теоретически закономерности описывают поведение реальной плазмы в магнитосфере Земли.

На рис. 39 показано затухание всенаправленного потока электронов с энергией $w = 1,9$ МэВ, искусственно инжектированных в магнитосферу на $L = 1,90$ во время высотного ядерного взрыва. Из рисунка видно, что поведение реальной плазмы весьма близко к теоретическому (рис. 38, б), что свидетельствует о заметном вкладе процессов диффузии в потери электронов.

Следует заметить, что приведенные на рис. 38 и 39 результаты соответствуют ситуациям, когда время инжекции частиц в магнитосферу много меньше времени их жизни, именно в этом случае изменение функции распределения со временем представляет боль-

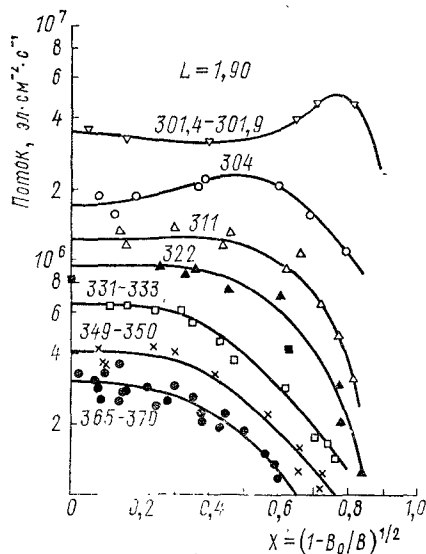


Рис. 39. Затухание всенаправленного потока искусственно инжектированных электронов с энергией $E > 1,9$ МэВ на $L = 1,9$ [14]:

Цифры на кривых — порядковые номера дней 1962 г.; каждому дню соответствует свое обозначение точек.
Зачерненные квадраты — величина потока до взрыва (301,2).

шой интерес. Однако в случае авроральной плазмы мы чаще всего имеем дело с противоположной картиной, когда время жизни частиц оказывается того же порядка или даже меньше, чем время инжекции. Вообще говоря, решение (145) приемлемо и в этом случае ($j_s(\mu_0)$ соответствует, как мы видели, стационарному случаю), но лишь при условии $\bar{q}(\mu_0) = \text{const}$. Однако конкретная форма $j_s(\mu_0)$, представленная на рис. 37, соответствует весьма частному случаю, когда $j_n(\mu_c) = 0$, что в общем случае далеко не очевидно.

Анализ функции распределения частиц по питч-углам непосредственно в конусе потерь был выполнен Кеннелом [6]. Некоторые из результатов этой работы излагаются ниже.

В своем анализе Кеннел исходил из того же уравнения Фоккера — Планка (143), правда, записанного в несколько иной форме, которую нетрудно получить, переходя от функции распределения по $\mu_0 = \cos \alpha_e$ к функции распределения непосредственно поpitch-углам:

$$\frac{\partial f(\alpha)}{\partial t} = \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left\{ D(\alpha) \sin \alpha \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} \right\} + Q(\alpha), \quad (151)$$

где $Q(\alpha)$ — функция источника.

Рассматривая стационарное состояние ($\partial f / \partial t = 0$) и учитывая, что в конусе потерь $\sin \alpha \approx \alpha$, уравнение (151) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left\{ \alpha D(\alpha) \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} \right\} - \frac{f(\alpha)}{T_B} = 0, \quad (152)$$

где $f(\alpha)/T_B$ — функция потерь, связанная с гибелью частиц, попадающих в конус потерь. При этом предполагается, что частицы гибнут за время T_B , соизмеримое со временем пробега частицы от экваториальной плоскости до зеркальной точки, т. е. за четверть полного периода t_B осцилляции частицы между зеркальными точками. Непосредственная инжекция частиц в конусе потерь предполагается пренебрежимо малой.

Принимая зависимость коэффициента диффузии D от α в форме

$$D(\alpha) = D_0 \alpha^\xi \quad (153)$$

и производя замену переменных (Смирнов [16]):

$$x = \frac{2}{2-\xi} \frac{1}{\sqrt{D_0 T_B}} \alpha^{(2-\xi)/2}, \quad (154)$$

уравнение (152) можно свести к модифицированному уравнению Бесселя, решением которого являются функции Бесселя ν -го порядка с мнимым аргументом (I_ν).

В качестве граничных условий можно использовать условие того, что диффузионный поток через границу конуса потерь равен осредненной по всем pitch-углам функции источника:

$$\left[D_0 \alpha^{\xi+1} \frac{df(\alpha)}{d\alpha} \right]_{\alpha_c} = \int_{\alpha_c}^{\pi/2} Q(\alpha') \sin \alpha' d\alpha' \equiv \langle Q \rangle. \quad (155)$$

В таком случае решение уравнения (152) для функции распределения в конусе потерь при $\xi \neq 2$ имеет вид

$$f(\alpha) = \frac{\langle Q \rangle}{D_0} \left\{ \left(\frac{D_0 T_B}{\alpha_c^2} \right)^{1/2} \alpha^{-\xi/2} I_{\xi/2-\xi} \left(\frac{2}{2-\xi} \left(\frac{\alpha^{2-\xi}}{D_0 T_B} \right)^{1/2} \right) \right\} \times \\ \times \left\{ I_{2/2-\xi} \left(\frac{2}{2-\xi} \left(\frac{\alpha_c^{2-\xi}}{D_0 T_B} \right)^{1/2} \right) \right\}^{-1}. \quad (156)$$

при $\xi = 2$

$$f(\alpha) = \frac{\langle Q \rangle}{D_0} \left\{ \frac{1}{\alpha_c^2} \frac{(\alpha/\alpha_c) \sqrt{1+1/D_0 T_B - 1}}{\sqrt{1+1/D_0 T_B - 1}} \right\}. \quad (156 \text{ а})$$

Формулы (156) позволяют рассчитать функцию распределения частиц в конусе потерь, если известна величина D_0 . Однако, как мы уже говорили, эффективность различных механизмов, приводящих к диффузии частиц по питч-углам, известна довольно плохо. В связи с этим имеет смысл, не пытаясь определить точное значение коэффициента D_0 , рассмотреть функцию распределения в двух предельных случаях, соответствующих сильной и слабой диффузиям.

Рассмотрим сначала случай слабой диффузии, соответствующий, как мы видели, решению, полученному Робертсом. В случае слабой диффузии скорость поступления частиц в конус потерь оказывается много меньше, чем скорость их потерь, так что $D_0 T_B \ll 1$. При этом в случае $\xi > 2$ аргумент функций Бесселя, входящих в формулы (156), оказывается большим при любом α ; если же $\xi < 2$, то в окрестности точки $\alpha = 0$ аргумент функций Бесселя может быть малым.

Воспользуемся известной асимптотикой модифицированных функций Бесселя:

$$I_\nu(x) |_{x \gg 1} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \exp x, \quad I_\nu(x) |_{x \ll 1} \rightarrow \frac{1}{\Gamma(\nu+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^\nu. \quad (157)$$

Находим, что в случае слабой диффузии функция распределения в конусе потерь равна

$$f(\alpha) \rightarrow \frac{\langle Q \rangle}{D_0} \left\{ \sqrt{\frac{D_0 T_B}{\alpha_c^2}} \alpha^{-\xi/2} \left(\frac{\alpha_c}{\alpha}\right)^{(2-\xi)/4} \exp \left[\left(\left(\frac{\alpha^{2-\xi}}{D_0 T_B} \right)^{1/2} - \left(\frac{\alpha_c^{2-\xi}}{D_0 T_B} \right)^{1/2} \right) \frac{2}{2-\xi} \right] \right\} \\ \text{при } \xi \neq 2, \quad (158)$$

$$f(\alpha) \rightarrow \frac{\langle Q \rangle}{D_0} \sqrt{\frac{D_0 T_B}{\alpha_c^2}} \frac{1}{\alpha_c} \left(\frac{\alpha}{\alpha_c}\right)^{1/\sqrt{D_0 T_B}} \quad \text{при } \xi = 2. \quad (158 \text{ а})$$

При этом в случае $\xi > 2$ первое из выражений (158) справедливо во всем конусе потерь, а при $\xi < 2$ — лишь до некоторого малого α в окрестности точки $\alpha = 0$.

Из равенств (158) видно, что при переходе через границу конуса потерь (α_c) интенсивность потока частиц резко (как экспонента при $\xi \neq 2$ и как высокая степень α/α_c в случае $\xi = 2$) падает, так что в функции распределения $f(\alpha)$ образуется провал, соответствующий конусу потерь. Этот результат вполне согласуется с принятыми в модели Робертса граничными условиями: $j_n(\mu_c) = 0$.

Указанное поведение функции распределения иллюстрируется рис. 40, на котором показано, по данным Теодоридиса и Паолини [47], изменение с углом α величины $j(\alpha)$ при различных значениях параметра $D_0 T_B$. Из хода приведенных на рисунке кривых видно, что при достаточно малых значениях параметра $D_0 T_B$ конус потерь отчетливо проявляется в функции распределения.

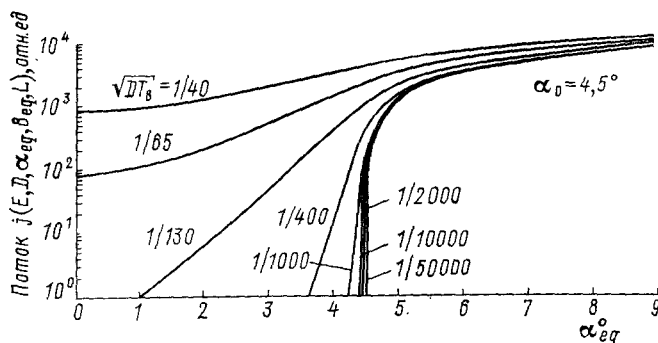


Рис. 40. Функция распределения частиц по питч-углам при различных значениях параметра $D_0 T_B$ [47].

Перейдем теперь к случаю сильной диффузии, когда $D_0 T_B \gg 1$ и соответственно аргумент функций Бесселя в равенствах (156) мал (за исключением непосредственных окрестностей $\alpha = 0$ в случае $\xi > 2$). При этом функция распределения частиц по питч-углам в конусе потерь равна

$$f(\alpha) \rightarrow \langle Q \rangle 2T_B / \alpha_c^2. \quad (159)$$

Подстановка $D_0 T_B \gg 1$ в равенство (156 а) приводит к такому же результату; таким образом, выражение (159) оказывается справедливым во всем конусе потерь при любых $\xi \leq 2$; при $\xi > 2$ формула (159) справедлива вплоть до некоторого $\alpha_1 < \alpha_c$; при $\alpha < \alpha_1$ функция распределения описывается выражением типа (158).

Из равенства (159) видно, что в пределе сильной диффузии при $\xi \leq 2$ функция распределения $f(\alpha)$ в конусе потерь подчиняется следующим закономерностям:

- 1) не зависит от α , т. е. соответствует изотропному распределению частиц по питч-углам;
- 2) не зависит от величины D_0 , т. е. от скорости диффузии частиц по питч-углам;
- 3) определяется величиной конуса потерь α_c .

В случае $\xi > 2$ функция $f(\alpha)$ подчиняется в целом тем же закономерностям, но с тем исключением, что при питч-углах $\alpha < \alpha_1$, $f(\alpha)$ перестает быть изотропной и на кривой $f(\alpha)$ образуется провал, подобный тому, что изображен на рис. 40.

Указанные особенности функции распределения в режиме сильной диффузии с физической точки зрения можно понять следующим образом. Выше было показано, что в результате диффузии частиц по питч-углам функция распределения $f(\alpha)$, какова бы ни была ее первоначальная форма, стремится стать изотропной. Таким образом, максимум того, к чему может привести самая интенсивная диффузия частиц по питч-углам, состоит в том, что функция распределения $f(\alpha)$ станет изотропной всюду, в том числе и в конусе потерь. При этом скорость высыпания частиц определяется количеством их в конусе потерь и величиной T_B . Время жизни квазизахваченных электронов может быть оценено в этом случае следующим образом. При изотропном распределении частиц по питч-углам в конусе потерь находится $\pi\alpha_c^2/2\pi = \alpha_c^2/2$ часть всех частиц; если частицы, находящиеся в конусе потерь, гибнут за время порядка T_B , то все частицы гибнут за время порядка $2T_B/\alpha_c^2$, т. е. минимальное время жизни частиц в режиме сильной диффузии составляет

$$T_{\min} = 2T_B/\alpha_c^2. \quad (160)$$

Резюмируя результаты приведенного в этом параграфе анализа, можно сделать следующие выводы (Кеннел [6]):

1. При слабой диффузии по питч-углам частица, достигающая границ конуса потерь, имеет значительно большую вероятность погибнуть в атмосфере, чем рассеяться вновь. Таким образом, все частицы, достигающие конуса потерь, высыпаются, так что потоки частиц в конусе потерь оказываются меньше, чем вне его.

2. При сильной диффузии частица может рассеяться и выйти из конуса потерь за время, меньшее периода колебаний между зеркальными точками. Таким образом, не все частицы, находящиеся в конусе потерь, высыпаются. В этих условиях скорость высыпания становится малочувствительной к величине коэффициента диффузии. Потоки внутри конуса потерь приближаются к изотропным и становятся приблизительно равными потокам вне его.

3. Поскольку скорость высыпания слабо зависит от коэффициента диффузии, время жизни частиц определяется геометрическими размерами конуса потерь. Для изотропного распределения частиц по питч-углам минимальное время жизни равно четверти периода колебаний между зеркальными точками, деленного на относительную величину конуса потерь.

Наряду с вышеназванными результатами, касающимися особенностей функции распределения частиц по питч-углам и ее изменения со временем, существование достаточно эффективных процессов диффузии частиц по питч-углам позволяет сделать также определенные выводы относительно пространственного распределения авроральной плазмы. В самом деле, в предыдущем параграфе было показано, что существование крупно-

масштабных электрических полей в магнитосфере приводит к конвекции авроральной плазмы. В результате неоднородности геомагнитного поля вокруг Земли образуется запрещенная область, размеры которой определяются магнитным моментом частиц и интенсивностью внешнего электрического поля. Однако если интенсивность процессов диффузии достаточно велика, и соответственно время жизни частиц достаточно мало, большая часть частиц может выпасть раньше, чем они достигнут границ запрещенной области. Таким образом, южная граница зоны сияний, отождествленная нами ранее с проекцией альвеновского слоя на поверхность Земли, может в действительности соответствовать внутренней кромке плазменного слоя, положение которой определяется балансом притока частиц из хвоста магнитосферы и их выпадения из магнитосферы в результате быстрой диффузии по питч-углам.

Грубые оценки положения внутренней кромки плазменного слоя, определяемой балансом конвекции частиц и их выпадения, и параметров плазмы вблизи этой кромки также были выполнены Кеннелом [6]. Основная идея этих оценок состоит в следующем. Допустим, что в результате сильной диффузии по питч-углам время жизни авроральной плазмы близко к минимальному времени $T_{\min}$, определяемому формулой (160). Тогда положение внутренней кромки плазменного слоя определяется равенством $T_{\min}$ и времени конвекции плазмы из хвоста магнитосферы до соответствующих расстояний (T_F).

Время конвекции плазмы из хвоста магнитосферы до заданной L -оболочки в дипольном геомагнитном поле (в секундах) равно (Белякова, Зайцева, Пудовкин [3]):

$$T_F = \frac{M_E}{2E(LR_E)^2} \approx \frac{2,5 \cdot 10^3}{L^2 \Phi}, \quad (161)$$

где M_E — магнитный момент Земли; R_E — радиус Земли; Φ — разность потенциалов (в киловольтах) поперек магнитосферы, размеры которой приняты равными $40 R_E$.

Время жизни частиц предполагается равным $T_{\min}$ и определяется соответственно равенством (160). Подставляя в это равенство величины $T_B = LR_E/(2w/m)^{1/2}$ (LR_E — приблизительная длина участка силовой линии геомагнитного поля от экваториальной плоскости до поверхности Земли и w — энергия частиц) и $\alpha_c^2 \approx \sin^2 \alpha_c = B_{eq}/B_m = 1/(2L^3)$ (B_m — интенсивность геомагнитного поля в зеркальной точке), находим

$$T_{\min}^e = \frac{L^4}{\sqrt{w_e}}, \quad T_{\min}^i = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{L^4}{\sqrt{w_i}}, \quad (162)$$

где величина $w_{e,i}$ измеряется в килоэлектронвольтах.

Из равенств (161) и (162) видно, что в удаленных областях магнитосферы характерное время конвекции T_F меньше мини-

мального времени жизни частиц $T_{\min}$. В связи с этим можно полагать, что в этой области авроральная плазма движется без существенных потерь частиц. Однако по мере приближения к Земле T_F возрастает, в то время как $T_{\min}$ уменьшается. Таким образом, всегда найдется такая точка, где $T_F = T_{\min}$.

Для примера на рис. 41 показано $T_{\min}$ в зависимости от параметра L для частиц (протонов и электронов) различных энергий: от 1 до 100 кэВ. На этом же рисунке штриховыми линиями показано время T_F для различных значений Φ (заметим, что T_F в этом случае вычислялась по формуле, хотя и близкой к (161), но несколько отличной от нее).

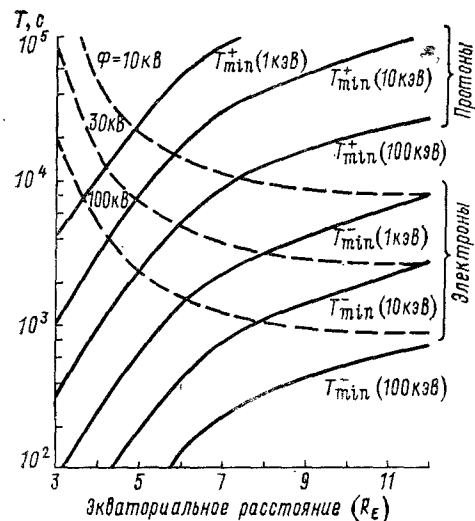


Рис. 41. Зависимость времени конвекции (штриховые линии) и минимального времени жизни ($T_{\min}$) авроральной плазмы от расстояния [6].

нитной активности в модели Кеннела оказываются близкими к таковым в модели Альвена — Карлсона. В связи с этим существующих в настоящее время экспериментальных данных оказывается недостаточно, чтобы сделать уверенный выбор между этими моделями. Заметим лишь, что принятое в расчетах Кеннела предположение о том, что время жизни дрейфующей к Земле авроральной плазмы близко к минимально возможному времени $T_{\min}$, кажется нам маловероятным. В самом деле, известно, что интенсивность сияний и соответственно скорость высыпания частиц во время аврорального брейк-апа могут возрастать на 1 — 2 порядка без заметного увеличения скорости конвекции (Пудовкин и др. [44]). Это обстоятельство свидетельствует, по-видимому, о том, что по крайней мере до момента брейк-апа плазма нахо-

дится несколько отличной от нее). Из приведенных на рисунке данных можно сделать следующие выводы:

1. Граница области малоэнергичных электронов располагается на $L = 6 \div 12$ и смещается вглубь с увеличением интенсивности электрического поля.

2. Частицы с высокими энергиями высыпаются из потока на несколько больших расстояниях от Земли, чем более холодные частицы.

3. Граница области высыпания протонов располагается ближе к Земле, чем граница области высыпания электронов.

Таким образом, параметры зоны сияний и их изменение с уровнем маг-

дится в режиме не сильной, а слабой диффузии, и стало быть время жизни авроральной плазмы должно быть существенно больше $T_{\min}$. Последнее предположение подтверждается непосредственными наблюдениями времени жизни авроральной плазмы. Так, например, судя по длительности существования дрейфующих вдоль зоны полярных сияний бухт риометрического поглощения, время жизни авроральных электронов может достигать нескольких часов [5]. Еще бóльшим (до 15—30 ч) оказывается время жизни авроральной плазмы, захваченной в поясе DR -токов. Таким образом, поведение реальной плазмы в магнитосфере Земли не исчерпывается двумя рассмотренными выше предельными случаями и может существенно меняться от события к событию в зависимости от интенсивности и фазы бури.

МОРФОЛОГИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В предыдущей главе мы рассмотрели ряд теоретических работ, посвященных исследованию таких принципиальных для понимания физики магнитосферы вопросов, как генерация электрических полей в магнитосфере, конвекция магнитосферной плазмы и высыпание авроральных частиц в верхнюю атмосферу. Экспериментальные данные, позволяющие выяснить основные закономерности протекания перечисленных выше явлений (развитие магнитной бури в магнитосфере Земли, конфигурация и динамика зоны корпускулярных вторжений, энергетический спектр вторгающихся частиц и характеристики связанных с ними полярных сияний), были разобраны в работе Исаева и Пудовкина [14] и здесь рассматриваться не будут.

Однако развитие авроральной суббури в магнитосфере Земли связано не только со вспышкой полярных сияний в верхней атмосфере, но и с генерацией интенсивных токовых систем в ионосфере и магнитосфере Земли и обусловленных ими магнитных возмущений. Характеристики этих возмущений (их интенсивность, частотный спектр, пространственное распределение и т. д.) самым тесным образом связаны с состоянием магнитосферы, в связи с чем исследование этих характеристик позволяет судить о физических процессах в магнитосфере Земли по данным наземных геофизических наблюдений.

Согласно современным представлениям поле геомагнитных возмущений складывается из полей нескольких самостоятельных источников (Чепмен [35]): $D = DCF + DR + DP$, где DCF — поле токов, текущих на поверхности магнитосферы; DR — поле кольцевого тока, создаваемого энергичными частицами, захваченными геомагнитным полем и дрейфующими вокруг Земли; DP — поле полярных возмущений. Морфология и природа возмущений DCF и DR были подробно рассмотрены в работе [13]. В связи с этим в данной работе мы сосредоточим свое внимание в основном на исследовании полярных возмущений DP .

Еще Биркеландом [41] было показано, что полярная магнитная буря является далеко не однородным явлением и представляет собой сумму различных и, может быть, имеющих различную природу физических явлений. Дальнейший анализ морфологии геомагнитных возмущений, выполненный в ряде исследований Чепменом и его коллегами, показал, что поле полярных возмущений может быть представлено в виде

$$DP = SD + DP_B + D_i,$$

где SD — солнечно-суточная вариация, описывающая относительно плавные изменения поля, выделяемые путем статистической обработки наблюдаемого поля вариаций; DP_B — поле геомагнитных бухт; D_i — поле чрезвычайно интенсивных и неправильных по форме флуктуаций магнитного поля Земли, наблюдаемых во время магнитных бурь.

Однако позднее в целой серии работ Никольского, Фукушима и Бурдо было показано, что SD -вариация — это результат осреднения поля многочисленных геомагнитных бухт. С другой стороны, в работе [23] были приведены данные, свидетельствующие о том, что и большая часть D_i -возмущений подчиняется тем же закономерностям, что и геомагнитные бухты, и представляет собой, по сути дела, модификацию последних. Таким образом, геомагнитные бухты являются элементарной формой магнитной суббури, в связи с чем исследование их физической природы дает ключ к пониманию природы магнитосферной бури в целом.

Вместе с тем полученные за последние годы данные показали, что геомагнитные бухты не являются однородным явлением, но складываются из возмущений двух различных типов, характеризующихся целым рядом признаков. Для примера на рис. 42, по данным Обаяши и Нишида [68], показан ход δH в полярных шапках, в зонах полярных сияний и на экваторе во время бури 29. XII 1961 г. В ходе возмущений уверенно можно выделить

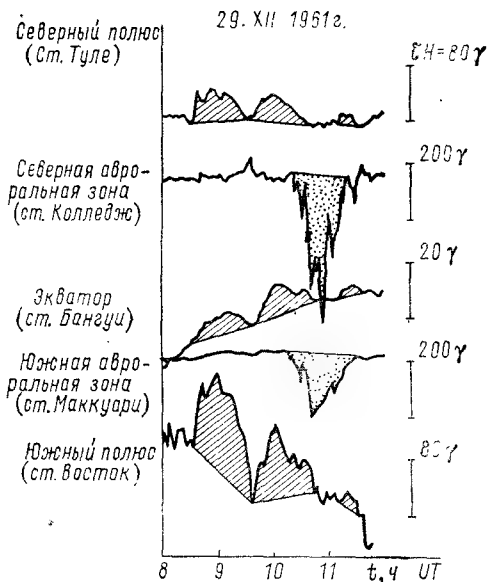


Рис. 42. Вариации геомагнитного поля на приполюсных станциях, в зонах полярных сияний и на экваторе за 29. XII 1961 г. [68].

три отдельные бухты, заметно отличающиеся друг от друга. Действительно, одна из них (с максимумом около 11 ч UT) достигает величины около 400 γ в зоне сияний и почти не видна на экваториальной и полярных станциях. То обстоятельство, что максимум интенсивности магнитного возмущения наблюдается на зональных станциях, является, как мы увидим ниже, типичным для большинства интенсивных геомагнитных бухт и объясняется образованием токовой струи (электроджета) вдоль зоны полярных сияний. Бухты такого типа получили наименование $DP1$ [19] или, при учете связи их с авроральным электроджетом, AEJ (Ииджима и Нагата [54]).

Две другие бухты (с максимумами в 9 и 10 ч UT соответственно), напротив, отчетливо видны в полярных шапках и на экваторе и не имеют заметного усиления интенсивности в зонах полярных сияний. Возмущения такого типа обозначаются символом $DP2$ [19], PS [54] или DPC [46]. Помимо возмущений типа $DP1$ и $DP2$, в полярных шапках на $\Phi > 75^\circ$ наблюдаются также специфические возмущения, названные Ивасаки [56] DP -полюсные.

§ 1. ТОКОВАЯ СИСТЕМА ВОЗМУЩЕНИЙ $DP1$

Для того чтобы составить хотя бы предварительное суждение о локализации и природе токов, ответственных за поле полярной бури, необходимо знать конфигурацию этого поля. Анализ пространственного распределения поля геомагнитных бухт впервые был выполнен Биркеландом [42], который показал, что величина и направление вектора возмущения DP_B существенно меняются от точки к точке, достигая резкого максимума вблизи зоны полярных сияний.

Столь ярко выраженная локальность магнитного поля бухт, а также относительно большая интенсивность (наиболее интенсивные бухты в зоне полярных сияний достигают 2000—4000 γ в H -компоненте) указывают на то, что обуславливающие их токи текут, хотя бы частично, на высотах, малых по сравнению с радиусом Земли, скорее всего, в нижней ионосфере. Это обстоятельство позволяет представить пространственное распределение поля DP -возмущений в чрезвычайно простой и наглядной форме эквивалентных токовых систем. При этом предполагается, что DP -токи целиком текут в ионосфере, аппроксимируемой тонким сферическим проводящим слоем, на высоте ≈ 100 —150 км. Тогда токовая функция I , связанная с плотностью тока соотношением $\mathbf{J} = \nabla I \times \mathbf{e}_n$ ($\mathbf{e}_n$ — единичный вектор, направленный по нормали к поверхности), однозначно находится из распределения поля возмущения на поверхности Земли:

$$I = -\frac{cR_E}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R_E}\right)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (163)$$

где r — радиус сферического токового слоя; R_E — радиус Земли; P_n^m , q_n^m — коэффициенты разложения потенциала поля возмущения в ряд по сферическим гармоникам; $P_n^m(\cos\theta)$ — присоединенные функции Лежандра.

Соотношение (163) позволяет представить поле геомагнитной бухты практически с любой степенью точности (определяемой точностью исходного материала). Однако ввиду малой точности исходного материала и трудоемкости расчетов, связанных со сферическим анализом поля возмущения, токовая система полярной бури обычно строится приближенным способом, а именно: плотность тока в каждой точке находится по формуле

$$\mathbf{J} = (1/2\pi) (\delta\mathbf{T}_H \times \mathbf{e}_n), \quad (164)$$

где $\delta\mathbf{T}_H$ — горизонтальная компонента вектора возмущений.

Токовые системы, полученные по формулам (163) и (164), в целом совпадают, однако в областях, где пространственные градиенты поля возмущения велики (например, вблизи зоны сияний, в узловых точках токовых систем), эти системы могут существенно отличаться друг от друга, что необходимо иметь в виду при интерпретации токовых систем, полученных приближенным способом.

На рис. 43, а приведена среднегодовая токовая система SD -вариации по данным Беньковой [3]. Как видно из рисунка, эта система состоит из четырех токовых вихрей, образующих две интенсивные токовые струи в зоне полярных сияний (авроральные электроджеты). При этом западный электроджет, текущий в ночном — утреннем участке зоны, примерно в полтора раза интенсивнее восточного, текущего в ее вечернем секторе.

Идеализированная токовая система геомагнитных бухт (рис. 43, б, по данным Силсби и Вестина [77]) в целом сохраняет указанную конфигурацию.

В период МГГ и МГСС на широкой сети обсерваторий были получены чрезвычайно обширные данные. В связи с этим были предприняты попытки пересмотреть и уточнить форму DP_B - и SD -токовой системы. Так, согласно Акасофу и др. [37], токовая система интенсивной полярной бури характеризуется тем, что в ней вместо четырех более или менее равноценных вихрей имеется один полярный вихрь, образуемый током западного направления (рис. 43, в). Восточный электроджет в этой схеме полностью отсутствует, а положительные бухты, наблюдаемые в вечерние часы на широтах зоны сияний, так же, как и среднеширотные положительные бухты, появляющиеся в ночное время, объясняются токами растекания западного электроджета. Аналогичные результаты были получены Майсурадзе [15] и Фельдштейном [33], которыми, кроме того, отмечалось, что западный электроджет пространственно совпадает с мгновенной зоной (овалом) полярных сияний на всем ее протяжении.

Особенность рассматриваемой схемы (рис. 43, *в*) состоит в том, что она, существенно упрощая систему бури, позволяет ее пространственно полностью совместить с областью вторжения корпускулярных потоков и предположить, таким образом, единый механизм генерации электрических токов вдоль всего овала полярных сияний. Однако эта схема не вполне соответствует действительности. Дополнительное исследование токовой системы бури [45] показало (рис. 43, *г*) следующее:

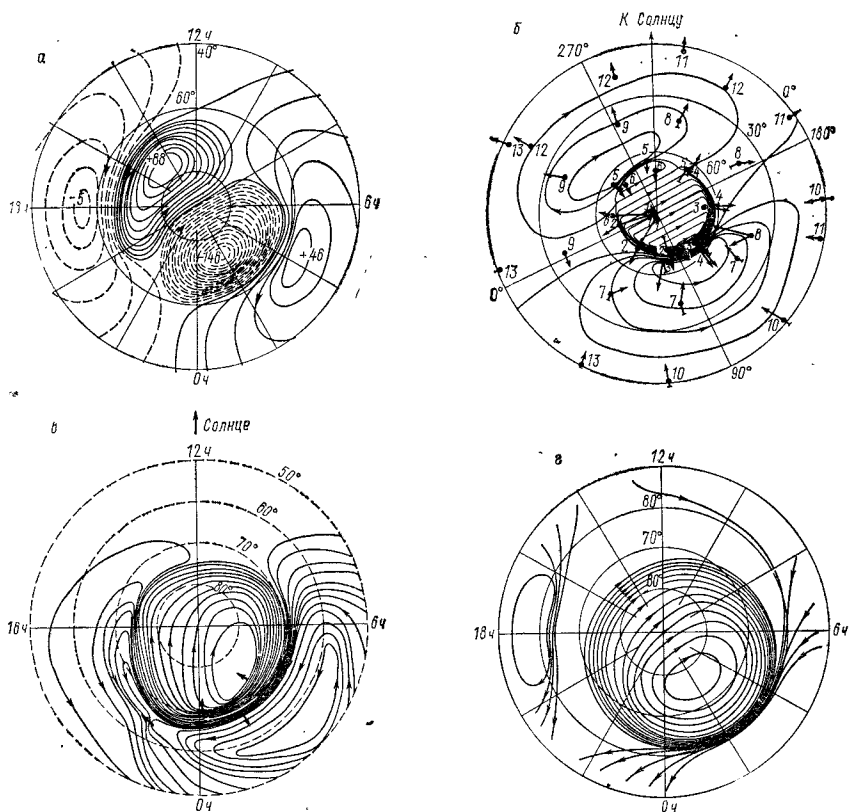


Рис. 43. Эквивалентные токовые системы $DP1$: по данным Беньковой [3] (*а*), Силсби и Вестина [77] (*б*), Акасофу и др. [37] (*в*), Фельдштейна и Зайцева [45] (*г*).

собственно электроджет наблюдается лишь в ночном участке мгновенной зоны сияний, тогда как на дневном ее участке имеется лишь весьма незначительное сгущение токовых линий;

положительные бухты, наблюдаемые в зоне сияний в вечерние часы, не могут быть объяснены токами растекания западного электроджета и обусловлены самостоятельным восточным электроджетом. При этом возникновение и развитие восточного

и западного электроджетов происходит, в известной степени, независимо друг от друга. К аналогичному выводу приходят также Акасофу и Менг [38].

Более детальное исследование этого вопроса, выполненное в работах Ростокера [76], Огути [71, 72], Ивлиева и др. [12], Ииджима и Нагата [55], Трошичева и др. [30], Мишина и др. [16], показало, что противоречивость результатов, полученных различными авторами при исследовании токовой системы DP -возмущений, объясняется в основном тем, что форма последней не является постоянной и зависит от фазы магнитной бури. Действительно, как было показано Ростокером, одноструйная DP -токовая система имеет место во время резких и интенсивных возмущений магнитного поля, связанных обычно с развитием аврального брейк-апа, в то время как двухструйная DP -система наблюдается чаще всего во время медленно развивающихся магнитных бурх. Огути [71] также связывает резкие отрицательные бурхы с одноструйной DP -системой, а медленно развивающиеся возмущения — с двухструйной токовой системой, которую он называет мгновенной токовой системой SD . Однако, в отличие от Ростокера, Огути считает, что двухструйная токовая система развивается только после одноструйной, т. е. характерна для фазы затухания магнитной бури.

Динамика токовой системы DPI в ходе развития бури исследовалась в работе Трошичева и др. [30]. На рис. 44 по данным этой работы показаны токовые системы DPI в последовательные моменты времени: до начала брейк-апа (a), в момент максимального развития бури (b) и на фазе ее затухания (e). Из приведенных рисунков видно, что во всех трех фазах развития бури токовая система бури состоит из двух вихрей (в высоких широтах), что при переходе от начальной фазы бури к взрывной фазе резкие изменения претерпевает лишь вихрь, связанный с западным электроджетом.

В более явной форме этот результат представлен на рис. 44, g , $д$, на которых показана дополнительная токовая система DPI_1 , накладывающаяся на двухвихревую систему полярной бури DPI_2 в период брейк-апа. Эта токовая система получена как разность токов, наблюдаемых в момент брейк-апа и непосредственно до него (рис. 44, g) или после него (рис. 44, $д$). Как видно из рисунка, полученная таким образом система DPI_1 содержит лишь один западный электроджет. Если интенсивность токов во время предварительной фазы бури невелика, то система DPI_1 , развивающаяся во время взрывной фазы бури, может наблюдаться непосредственно, как, например, на рис. 44, e . На фазе затухания интенсивность западного и восточного электроджетов вновь становится примерно одинаковой (рис. 44, e). Такое поведение токовых систем DPI (Пудовкин, Смирнов [24], Исаев и Пудовкин [13]) связано с особенностями высыпания авральных протонов, ответственных за повышение проводимости в вечернем секторе

зоны полярных сияний: максимум интенсивности высыпавшихся протонов движется вдоль зоны на запад, достигая долгот восточного электроджета через 20—30 мин после начала брейк-апа.

Однако независимо от фазы бури, наиболее характерной чертой DPI -токовой системы является сильное сгущение токовых линий в зоне полярных сияний. Это позволяет считать, что именно в зоне полярных сияний происходят основные процессы, вызывающие геомагнитную бурю, тогда как возмущения в средних широтах и полярных шапках представляют собой результат растекания центральной токовой струи или вызываются продольными токами. В связи с этим рассмотрим подробнее процессы, имеющие место непосредственно в зоне полярных сияний.

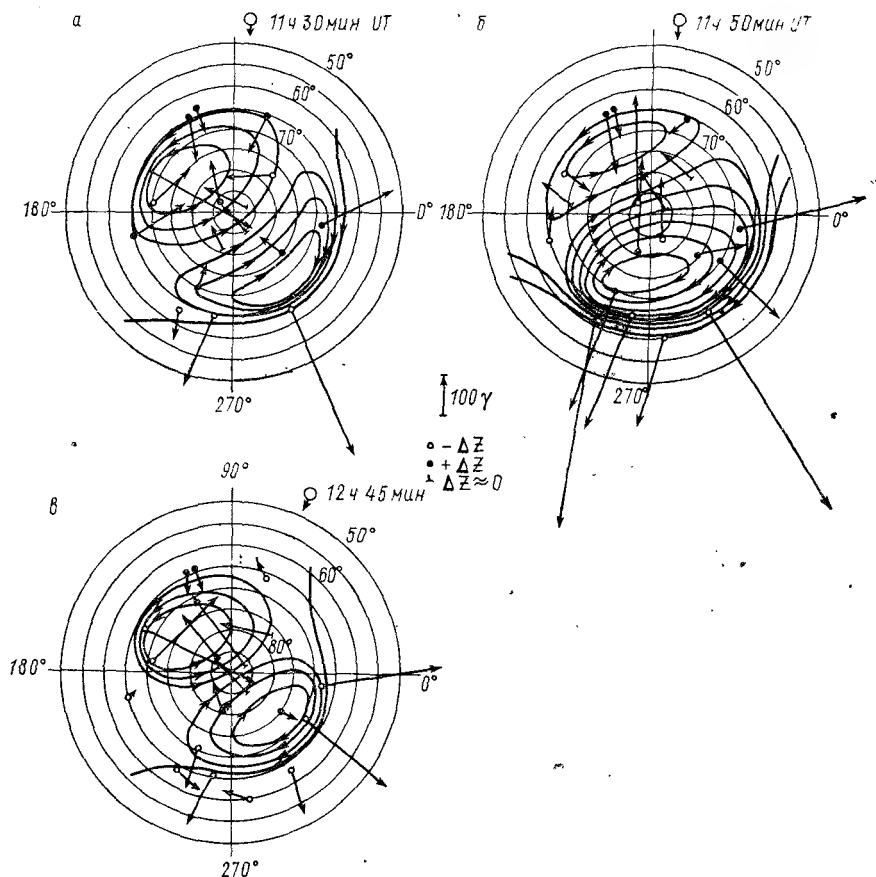
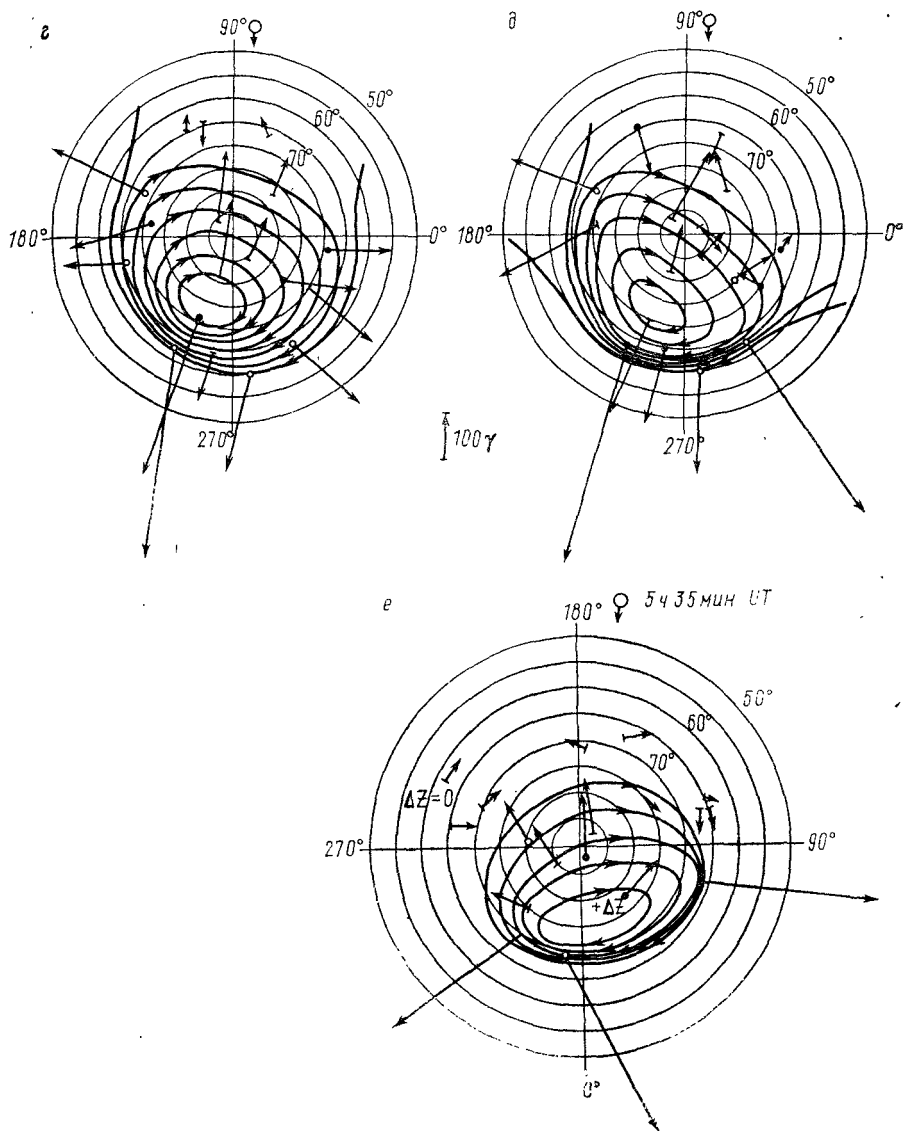


Рис. 44. Эквивалентная токовая система геомагнитной бури за 2. IV 1967 г. DP_{11} , построенная по данным бури за 2. IV 1967 г. (а, б),

Система DP_1 получена как разность токовых систем во взрывной и начальной фазах

Форма авроральной токовой струи для конкретной бухты наиболее подробно была исследована Мак-Нисшем [59] на основании данных одиннадцати магнитных обсерваторий, располо-



на различных фазах ее развития (а—в) [30]; дополнительная токовая система и наблюдавшаяся система DPI_1 за 11. II 1967 г. (в):

брейк-апа; в — фаза затухания.

бури (а) и во взрывной фазе и фазе восстановления (б), представленных на рис. а, б, в.

женных в северной Европе вблизи зоны полярных сияний в довольно узком долготном секторе. Такое расположение станций позволило проследить распределение поля бухты по профилю длиной 2000 км, пересекающему зону полярных сияний (рис. 45). Рассматривая распределение токов, ответственных за поле бухты, на различных возможных высотах, Мак-Нипш нашел, что наиболее вероятной является высота около 100 км. При этом токовая струя имеет вид не линейного тока, а полосы шириной в несколько сотен километров.

Параметры аврорального электроджета определялись также в работе [20]. При этом в соответствии с выводами Мак-Нипша предполагалось, что в зоне полярных сияний токи имеют форму широкой и однородной полосы. Осреднение результатов по всем рассмотренным возмущениям показало, что наиболее вероятная высота токов равна 114 км, ширина токовой струи 350 км, линейная плотность токов $8 \cdot 10^{-3}$ А/см и полный ток в электроджете $2,6 \cdot 10^5$ А.

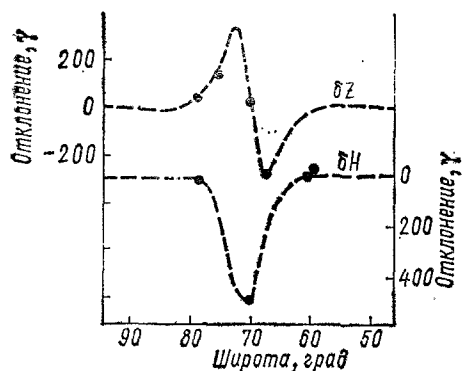


Рис. 45. Широтное распределение Z- и H-компонент поля геомагнитной бухты [59].

Непосредственные измерения высоты авроральных токов, выполненные с помощью магнитометров, установленных на ракетах, полностью подтверждают полученные по магнитным данным оценки высоты и плотности токового слоя.

Связь геомагнитных бухт с полярными сияниями. Возникновение рассмотренной выше токовой системы по-

лярной бури связано прежде всего с возникновением или интенсификацией соответствующей системы полярных сияний в высоких широтах. Тесная связь между этими двумя явлениями обнаружена более двух столетий назад и не вызывает сомнений. Но лишь развитие новых методов исследования полярных сияний (радиолокационные, электрофотометрические, спектрометрические и др.) позволило проследить эту связь более детально. Так, в 1944 г. Гартлейн [49] обнаружил, что ход интенсивности магнитного возмущения δH в зоне полярных сияний приблизительно совпадает с ходом интегральной светимости сияний δI . Однако дальнейшее исследование показало, что наряду с общим сходством вариаций δH и δI в их ходе имеется ряд характерных особенностей.

Рассмотрим эти особенности подробнее. На рис. 46 по данным Коротина и Пудовкина [14] показаны вариации интенсивности поля геомагнитного возмущения и интегральной светимости

полярных сияний во время полярной бури средней интенсивности 29. II 1960 г. в Мурманске ($\Phi = 64^\circ$, 1N). Из рисунка видно, что

пики δH чаще всего наблюдаются несколько позже, чем соответствующие им пики δI (такое запаздывание максимумов интенсивности магнитных возмущений относительно максимумов интенсивности свечения сияний наблюдается систематически и составляет в среднем 5—10 мин, по данным [14], и 15 мин, по данным [49]);

после прохождения максимума интенсивность полярных сияний резко уменьшается, тогда как H возвращается к спокойному уровню значительно медленнее. Такое различие в ходе δH и δI легко объяснить, если предположить, что интенсивность сияний

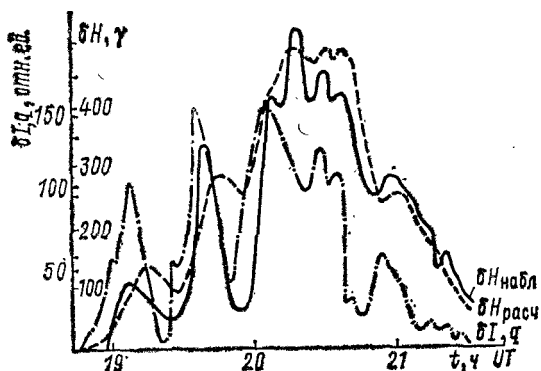


Рис. 46. Вариации интенсивности свечения полярных сияний и H -компоненты геомагнитного поля во время возмущения 29. II 1960 г.

пропорциональна скорости ионообразования q , а плотность тока в ионосфере i , следовательно, интенсивность магнитного возмущения — концентрации электронов n_e . В самом деле, поскольку плотность ионизации в ионосфере связана со скоростью ионообразования соотношением $dn_e/dt = q - \alpha n_e^2$ (α — коэффициент рекомбинации), максимумы электронной концентрации должны запаздывать относительно максимумов q , и ход n_e должен быть заметно сглаженным, особенно при малых значениях α , что полностью соответствует обнаруженной связи между величинами δH и δI .

Для проверки этого предположения в работе [14] был выполнен расчет хода δH по ходу δI во время рассматриваемой бури 29 II. 1960 г. с учетом суточного хода интенсивности электрического поля в ионосфере (пунктирная кривая на рис. 46). Как видно из рисунка, вычисленный (при $\alpha = 10^{-9}$ см³/с) ход δH достаточно близок к наблюдаемому, что свидетельствует о справедливости положенных в основу расчета предположений.

Таким образом, экспериментальные данные позволяют утверждать, что электрические токи в ионосфере возникают в области повышенной ионизации, обусловленной вторжением в верхнюю атмосферу потоков авроральной плазмы. В связи с этим можно

полагать, что и пространственно электрические токи в ионосфере должны совпадать с областью свечения полярных сияний. Изучение суточного хода наблюдаемости полярных сияний и их географического распределения показало, что, действительно, статистически они совпадают во времени и пространстве с токами, вызывающими геомагнитные возмущения [78]. Высокая плотность ионизации, наблюдаемая в ионосфере во время полярных сияний, также подтверждает эту точку зрения. Однако сопоставление индивидуальных магнитных возмущений с наблюдаемыми одновременно с ними полярными сияниями показало, что связь между ними более сложная. Выяснение этой связи особенно затрудняется тем, что значительные магнитные возмущения сопровождаются одновременным появлением на небе целого ряда сияний различной формы и интенсивности.

Пространственная связь электрических токов в ионосфере с полярными сияниями для конкретных возмущений исследовалась в работе [21]. При анализе предполагалось, что перпендикуляр (в вертикальной плоскости) к вектору магнитного возмущения направлен приблизительно к центру тяжести токовой полосы. Для ряда моментов каждой бухты определялось положение токовой полосы (при заданной ее высоте $h = (100 \div 120)$ км) в ионосфере, и в эти же моменты изучалось распределение по небу сияний различных форм.

Анализ всего материала показал, что электрические токи, как правило, связаны с широкими однородными дугами и диффузными сияниями; гораздо реже центр тяжести токовой полосы совпадает с лучистыми дугами и почти никогда не совпадает с яркими лучистыми формами. По-видимому, это объясняется тем, что лучистые формы сияний обычно охватывают значительно меньшие площади, чем однородные дуги и полосы или диффузные поверхности, и длятся меньшее время, чем нелучистые формы.

Однако исследование пространственной связи электрических токов в ионосфере с полярными сияниями во время интенсивных бурь затруднено тем обстоятельством, что интенсивные бухты вызываются широкими токовыми слоями и, как было сказано выше, связаны с сияниями, часто охватывающими чуть ли не все небо, так что по этим данным трудно установить, насколько близко токовые полосы совпадают с дугами сияний. Поэтому в работе [21], по данным Мурманской обсерватории за 1957-59 гг., было дополнительно отобрано около 25 узких однородных дуг, положение которых на небе фиксировалось достаточно четко. Анализ магнитограмм за соответствующие промежутки времени показал, что такие дуги сопровождаются магнитными возмущениями малой интенсивности ($\delta H < 200\gamma$). При этом знак бухты зависит от времени суток: в вечерние часы (до 21 ч LT) $\delta H > 0$, в ночные и утренние часы (после 21 ч LT) $\delta H < 0$. Судя по направлению векторов δT_H , электрический ток был приблизительно параллелен дуге во всех рассмотренных случаях.

Для момента максимума каждой бухты определялись положение центра тяжести токовой полосы и положение на небе соответствующей дуги сияний. Полученные результаты приведены на рис. 47, где по оси абсцисс отложена угловая высота дуги над северным горизонтом (θ_a), а по оси ординат — угловая высота соответствующего тока (θ_j). Из рисунка видно, что токи, как правило, не совпадают с дугами и смещены относительно них на значительное расстояние. Однако знак наблюдаемого смещения не случаен. В самом деле, на рисунке отчетливо видно, что во время отрицательных бухт токи расположены севернее соответствующих дуг, а во время положительных бухт — южнее их, что полностью совпадает с результатами Мика [60]. Несмотря на довольно большой разброс точек, не позволяющий точно определить смещение тока относительно дуги, можно полагать, что в моменты, когда дуги находятся около зенита и положение токов определяется наиболее точно, это смещение достигает величины 30—60°, т. е. 100—120 км, если высота токового слоя составляет 100 км. Более тщательный анализ смещения токов относительно дуг, выполненный позднее Ролдугиным и Старковым [28], подтвердил указанную выше оценку.

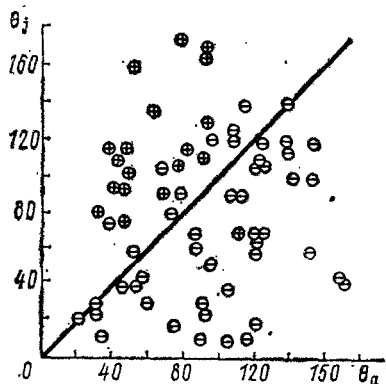


Рис. 47. Положение дуг полярных сияний и соответствующих им авроральных токов [21].

Чрезвычайно важным для понимания природы электрических токов в ионосфере является выяснение связи знака магнитного возмущения с положением, формой и природой полярного сияния. Так, например, в ряде работ, в частности, в работах Акасофу, Чепмена и Менга [37], Фельдштейна [34], предполагается, что знак геомагнитной бухты определяется знаком вторгающихся в ионосферу частиц: электрические сияния всегда связаны с западным электроджетом, в то время как водородные сияния связаны с токами восточного направления. Если говорить о среднестатистической картине, то это, действительно, так. Однако в каждом конкретном случае предполагаемая авторами [34, 37] связь между направлением авроральных токов и знаком вторгающихся в ионосферу частиц представляется далеко не столь тесной. В самом деле, как видно из рис. 47, дуги сияний, вызванных вторжением авроральных электронов, далеко не всегда связаны с западным электроджетом или с электрическим полем, направленным к экватору. Но поскольку отрицательные бухты наблюдаются чаще всего на ночной — утренней стороне Земли, где форму широких и устойчивых полос, с которыми

связаны, как мы видели, электрические токи в ионосфере, имеют электронные сияния, то именно с ними чаще всего и связаны отрицательные бухты.

В вечерние часы наиболее устойчивые формы сияний — широкие, медленно меняющиеся полосы — связаны с вторжением не электронов, а протонов (Евлашин [8,10], Валланс-Джонс [79]). В связи с этим можно ожидать, что в вечерние часы электрические токи в ионосфере наиболее тесно должны быть связаны с сияниями, содержащими водородную эмиссию.

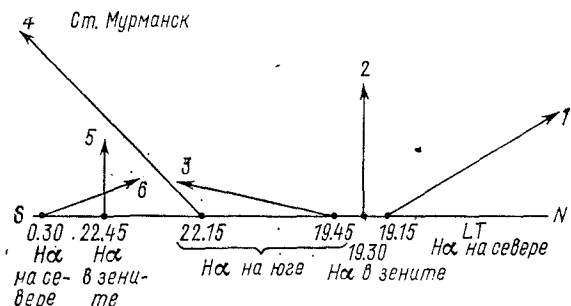


Рис. 48. Положение центра тяжести токовой полосы и максимума водородной эмиссии во время возмущения 6—7. IV 1959 г. [21].

На рис. 48 показано, как изменялось в меридиональной плоскости положение центра тяжести токовой полосы и максимума водородной эмиссии во время полярной бури 6—7. IV 1959 г., когда широкая однородная полоса дважды в течение ночи проходила через зенит точки наблюдения. Очевидно, что направления на центр токовой полосы и на максимум водородной эмиссии во все рассмотренные моменты времени приблизительно совпадали, т. е. токи во время рассматриваемого возмущения действительно были сосредоточены в области водородного свечения. Анализ более чем 100 случаев показал, что в вечерние часы электрические токи в ионосфере почти всегда связаны с водородными дугами, даже если одновременно с ними на небе присутствуют яркие электронные сияния, обычно имеющие в это время форму очень узких полос или дуг. Поскольку в вечерние часы наблюдаются преимущественно положительные бухты, именно они чаще всего и сопровождаются водородными дугами. Однако указанная корреляция не означает, что водородная дуга может сопровождаться только положительными бухтами. Если интенсивное водородное сияние появляется в поздние вечерние или ночные часы, то при этом, как правило, наблюдаются отрицательные возмущения [25].

Исследование пространственного распределения различных эмиссий полярных сияний позволяет также рассмотреть следующий вопрос. Согласно ряду современных гипотез, возникновение электрического поля и электрических токов в ионосфере обусловлено разделением зарядов в первоначально нейтральном потоке авроральной плазмы. При этом направление тока опре-

деляется тем, куда (к югу или к северу) смещена область вторжения протонов относительно области вторжения электронов.

Однако анализ зависимости знака геомагнитного возмущения от распределения различных авроральных эмиссий по небу, выполненный Евлашиным [9] и Евлашиным, Зайцевой и др. [11], показал, что как положительные, так и отрицательные бухты могут наблюдаться при любом положении области свечения водородной эмиссии относительно области вторжения электронных потоков.

Итак, рассмотренные данные позволяют утверждать, что электрические токи в ионосфере могут быть связаны как с электронными, так и с протонными сияниями. При этом знак бухты не определяется ни природой вторгающихся частиц, ни относительным расположением на небе областей вторжения электронного и протонного потоков.

Связь геомагнитных бухт с ионосферными возмущениями. Исследование связи геомагнитных возмущений с полярными сияниями позволило предположить, что интенсивность геомагнитного возмущения пропорциональна плотности ионизации в нижней ионосфере. Значительно подробнее этот вопрос может быть выяснен при анализе ионосферных возмущений, сопровождающих геомагнитные бухты.

Еще в 1937 г. Эпплтон, Найсмит и Ингрэм [39] отмечали, что во время геомагнитных бухт нарушается радиосвязь в высоких широтах и появляются спорадические образования на уровне слоя *E*. Позднее связь между геомагнитными и ионосферными возмущениями исследовалась целым рядом авторов по данным станций вертикального зондирования. В результате этих работ выяснилось, что распределения пространственно-временное магнитной активности и аномальной ионизации приблизительно совпадают (Эйджи [36], Хультковист [53]). Детальное исследование аномальных явлений в ионосфере, сопровождающих геомагнитные возмущения, показало, что характер ионосферного возмущения зависит от времени суток и типа геомагнитного возмущения: положительные бухты, наблюдаемые в ранние вечерние часы, обычно сопровождаются повышением предельных частот слоя *E_s*, в то время как отрицательные бухты чаще сопровождаются усилением поглощения радиоволн в нижней ионосфере, причем интенсивность поглощения растет от полуночи к утренним и дневным часам (Дриацкий [7], Хультковист [53]). В дневное время поглощение часто вообще не связано с магнитной активностью. Но поскольку с ростом магнитной активности радиоотражения от ионосферы в авроральной зоне часто исчезают полностью, исследование количественных соотношений между интенсивностью магнитного возмущения и величиной поглощения радиоволн по данным вертикального зондирования оказывается практически невозможным. Поэтому особенно важными являются получившие в последние годы чрезвычайно широкое

распространение риометрические методы исследования нижней ионосферы. В результате этих исследований было показано, что по крайней мере в ночное время геомагнитные бухты сопровождаются аналогичными бухтами в поглощении космического радиозлучения. При этом область аномального поглощения, наблюдаемого во время индивидуальных бухт, имеет подобно авроральной токовой струе форму полосы, вытянутой приблизительно вдоль геомагнитной параллели до 5000 км и более (Харгривс [50]) и на 200—300 км по меридиану [69].

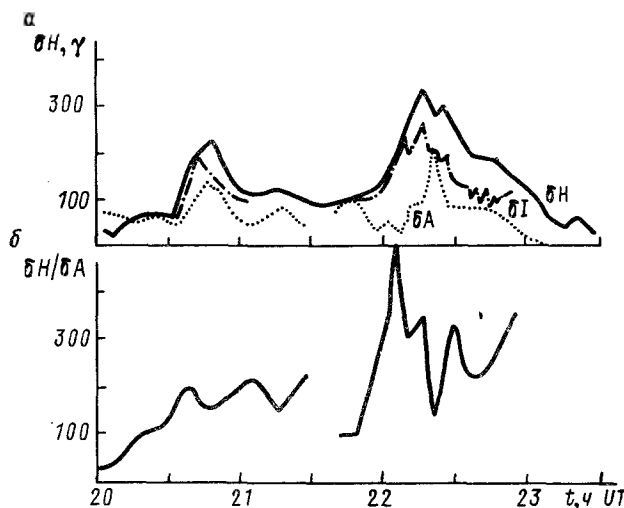


Рис. 49. Вариации интенсивности свечения полярных сияний, геомагнитных возмущений и риометрического поглощения (а) и отношения $\delta H/\delta A$ (б) 17. III 1963 г. [22].

Исследование пространственного положения области повышенной ионизации показало, что не только статистически, но и в случае отдельных бухт область повышенного поглощения связана с электрическими токами в ионосфере и движется вместе с ними (Баркус и Браун [40], Берки и др. [41]). Но область аномального поглощения связана с авроральной токовой струей не только пространственно. В случае, когда центр возмущения находится над точкой наблюдения, временной ход величины поглощения оказывается чрезвычайно близким к ходу светимости полярных сияний (δI) и интенсивности магнитного возмущения. В качестве иллюстрации на рис. 49 показаны вариации δH , δI и δA во время полярного возмущения 17. III 1963 г. [22]. Очевидное подобие формы кривых δH и δA в ходе рассматриваемого возмущения свидетельствует о том, что вариации геомагнитного поля во время полярной бури в большой степени определяются теми же величинами, что и вариации риометрического поглощения, т. е. изменением плотности ионизации в нижней ионосфере.

Важно отметить, что коэффициент пропорциональности между интенсивностью обоих явлений (или величина отношения $\delta H/\delta A$) в ходе возмущения меняется незначительно. Действительно, на примере рассматриваемой бури 17. III 1963 г. (рис. 49, нижняя кривая) видно, что с 20 ч 30 мин до 23 ч, т. е. в течение почти всего возмущения, величина $\delta H/\delta A$ оставалась приблизительно постоянной. Резкое увеличение $\delta H/\delta A$ в 22 ч 05 мин соответствует не максимуму δH , а минимуму δA и скорее всего связано с разрывами в облаках повышенной ионизации.

Отмеченная пропорциональность между величинами δH и δA наблюдается не только в ходе отдельного возмущения, но сохраняется и в среднем для большого числа возмущений различной интенсивности. На рис. 50 показана зависимость интенсивности бухт поглощения, связанных с диффузными и однородными

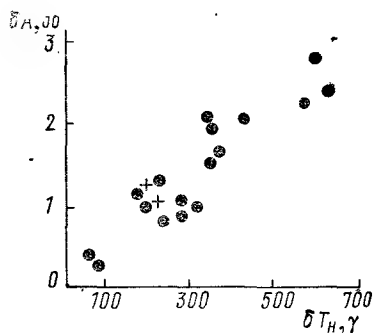


Рис. 50. Величина риометрического поглощения в зависимости от интенсивности положительных (крестики) и отрицательных геомагнитных возмущений в ночные часы [26].

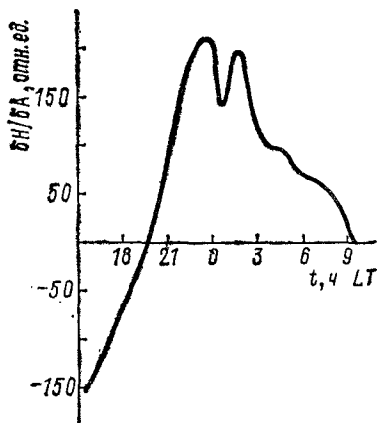


Рис. 51. Суточный ход величины $\delta H/\delta A$.

сияниями (δA), от величины соответствующих им бухт геомагнитного поля в Мурманске (для полуночных часов) [22, 26]. Видно, что между δH и δA в диапазоне $\delta H = 50-700 \gamma$ наблюдается линейная зависимость, т. е. коэффициент пропорциональности $\kappa = \delta H/\delta A$ не зависит от интенсивности магнитного возмущения. Поскольку величина $\delta H/\delta A$ пропорциональна интенсивности электрического поля в ионосфере, полученный результат означает, что интенсивность электрического поля, ответственного за генерацию токов электроджета, не зависит от уровня магнитной активности (Пудовкин и др. [22]). Поскольку интенсивность электрического поля в магнитосфере явно зависит от уровня магнитной активности (см. табл. 1), последний результат вызывает серьезные сом-

нения в магнитосферном происхождении авроральных электрических полей.

Однако величина этого коэффициента отчетливо зависит от времени суток (Огути [69], Пудовкин и Шумилов [26]). На рис. 51 дан суточный ход $\delta H/\delta A$ (при частоте принимаемого радиоизлучения $f = 32$ МГц). Как видно из рисунка, суточный ход $\delta H/\delta A$ представляет собой в первом приближении простую волну с максимумом около полуночи. В 20 и 9 ч $\delta H/\delta A$ падает практически до нуля; в это время даже интенсивные бухты поглощения не сопровождаются сколько-нибудь заметным магнитным возмущением.

В дневное время корреляция между геомагнитными возмущениями и риометрическим поглощением заметно усложняется. Это, по-видимому, связано с тем, что в зоне полярных сияний вариации геомагнитного поля в дневное время зимних месяцев состоят из возмущений двух типов. Первый из них представляет собой кратковременные ($\Delta T = (0,5 \div 1,5)$ ч) положительные бухты, а второй — тоже положительные, но довольно длительные (до 5 ч) возмущения. Для бухт первого типа величина $\delta H/\delta A$

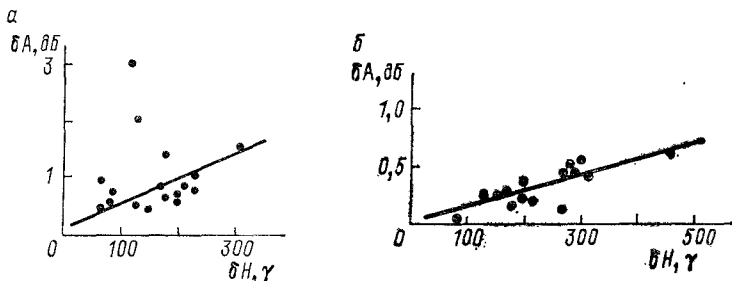


Рис. 52. Зависимость величины риометрического поглощения от интенсивности положительных бухт первого (а) и второго (б) типов.

оказывается примерно такой же, как и для отрицательных бухт (рис. 52, а). Это обстоятельство свидетельствует о том, что электрические токи, вызывающие положительные бухты первого типа, текут приблизительно на той же высоте, что и токи, вызывающие отрицательные бухты.

Иной характер имеет риометрическое поглощение во время возмущений второго типа. В этом случае при $\delta H < 100\gamma$ практически трудно заметить вообще какие-либо изменения в интенсивности космического излучения. При значениях δH , лежащих в интервале $100 \div 200\gamma$, уровень поглощения оказывается лишь слегка повышенным, только при $\delta H > 300\gamma$ наблюдается хоть и небольшое, но достаточно отчетливое увеличение поглощения, ход которого в целом повторяет форму магнитного возмущения (рис. 53). В среднем для этих возмущений величина $\delta H/\delta A$ составляет около $700 \gamma/\text{дБ}$ при $f = 32$ МГц (рис. 52, б) вместо $200 \gamma/\text{дБ}$ для отрицательных бухт. Полученные результаты поз-

воляют предполагать, что токи, вызывающие положительные возмущения второго типа, текут выше или вызываются иным агентом, чем во время обычных бурь. Последнее предположение подтверждается следующими данными. Из приведенного на рис. 53, а хода интенсивности рентгеновского излучения в стратосфере (верхняя кривая) во время бухты 17. VI 1965 г. (бухта второго типа) видно, что в рассматриваемом случае не наблюдалось обычных для отрицательных бурь всплеск тормозного рентгеновского излучения, связанных с вторжением энергичных электронов в нижнюю ионосферу. Таким образом, возникновение электрических токов в ионосфере в этом случае было обусловлено вторжением либо протонов, либо очень мягких электронов. Однако рассмотренная выше связь геомагнитных возмущений, наблюдаемых в вечерние часы, с водородными сияниями позволяет утверждать, что бухты второго типа связаны с вторжением не электронов, а протонов.

Итак, рассмотренные в этом разделе данные показывают, что электрические токи, ответственные за поле геомагнитных бурь ($DP1$), текут в областях повышенной ионизации, связанных с вторжением в нижнюю ионосферу потоков заряженных частиц, и интенсивность магнитного возмущения пропорциональна плотности аномальной ионизации. При этом направление электрического поля в ионосфере не связано с относительным положением электронных и протонных сияний, слабо зависит от уровня магнитной возмущенности и определяется в основном временем суток.

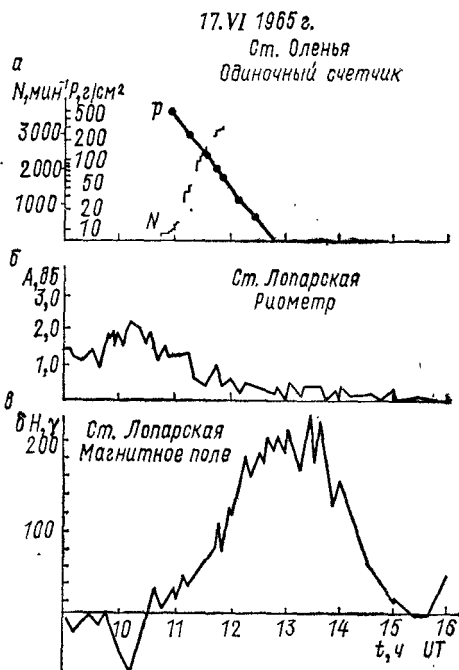


Рис. 53. Вариации интенсивности рентгеновского излучения (а), риометрического поглощения (б) и геомагнитного поля δH (в) во время положительной бухты второго типа.

§ 2. ТОКОВАЯ СИСТЕМА ВОЗМУЩЕНИЙ $DP2$

Мы рассмотрели столь подробно морфологию возмущений типа $DP1$, развитие которых самым тесным образом связано с физическими процессами в магнитосфере Земли, исходя из того,

что они являются наиболее интенсивной и ярко выраженной компонентой магнитной бури. Однако, как мы уже говорили в начале этой главы, наряду с возмущениями $DP1$ существуют значительно менее интенсивные, но, как мы увидим в дальнейшем, столь же интересные с физической точки зрения возмущения типа $DP2$, к анализу которых мы и переходим.

Впервые особый вид возмущений, наблюдаемых в полярных шапках в магнитно-спокойные дни и, следовательно, не связанных с развитием магнитной бури, был выделен Нагата и Кокубуном [61] при анализе суточных вариаций магнитного поля в высоких широтах. В этой работе было показано, что S_q -вариация, наблюдаемая в полярных шапках, не может быть представлена как продолжение среднеширотной солнечно-суточной вариации S_q^0 и является самостоятельным геофизическим явлением, названным авторами работы [61] S_q^p . Эквивалентная токовая система S_q^p -вариации, построенная Нагата и Кокубуном, представлена на рис. 54. Из рисунка видно, что эта система состоит из двух вихрей (в каждом полушарии). Направление токов

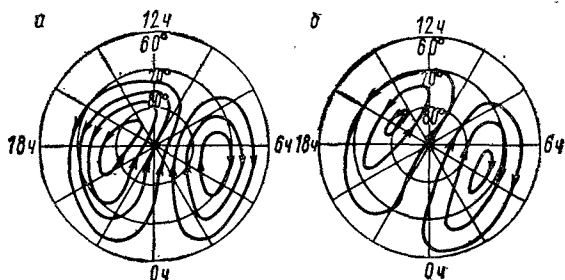


Рис. 54. Конфигурация S_q^p -токов в летние (а) и зимние (б) месяцы [61].

в целом совпадает с направлением $DP1$ -токов, однако сгущение силовых линий в авроральной зоне не наблюдается; последнее обстоятельство говорит о том, что S_q^p -токи не связаны с развитием полярной бури. Кроме того, из рисунка видно, что интенсивность S_q^p -токов в летнее время (рис. 54, а) приблизительно в три раза больше, чем зимой (рис. 54, б). Столь явная зависимость интенсивности S_q^p -вариаций от сезона свидетельствует о том, что рассматриваемые возмущения обусловлены токами, текущими непосредственно в полярной ионосфере.

В работах Фельдштейна и Зайцева [34, 45, 46] предпринята попытка пересмотреть полученную в [61] систему S_q^p -токов. Предложенная ими система содержит лишь один вихрь, расположенный в вечернем секторе полярной шапки с фокусом на $\Phi \approx 80^\circ$ (S_q^p , S_d^p или DPC -токи). Следует, однако, заметить, что указанная система получена авторами [34, 45, 46] при предположении, что интенсивность S_q^p -токов в полуночные часы равна нулю. Как будет видно из дальнейшего изложения, такое предполо-

жение является маловероятным, в связи с чем и полученная Фельдштейном и Зайцевым токовая система кажется мало обоснованной.

В работах Огути [70], Ииджима и Нагата [54], Нишида и Кокубуна [66] было показано, что S_q^p -возмущения, выделенные первоначально как суточные вариации, строго говоря, таковыми не являются и представляют собой относительно кратковременные возмущения с длительностью около 1—2 ч. При этом интенсивность возмущений все-таки зависит от уровня глобальной магнитной возмущенности и при $K_p \leq 1^+$ S_q^p -возмущения практически отсутствуют. То обстоятельство, что S_q^p -возмущения длятся всего 1—2 ч, позволило достаточно уверенно выделить их не только в полярных шапках, но также и в средних и низких широтах. При этом оказалось, что S_q^p -возмущения охватывают практически всю Землю: обе полярные шапки, средние широты обоих полушарий и экватор (Нишида и др. [62]). Возмущения такого типа получили, по предложению Обаяши [19], наименование $DP2$.

Токовая система $DP2$, по данным Нишида [64], показана на рис. 55, из которого видно, что $DP2$ -токи в целом подобны токам S_q^p , но область их существования не ограничена полярными шапками и охватывает все широты (см. рис. 42). Однако интенсивность $DP2$ -возмущений далеко не одинакова на всей Земле и резко уменьшается при уменьшении широты точки наблюдения ниже 60° (рис. 56, по данным Нишида [63]).

Чрезвычайно интересной особенностью $DP2$ -токов, не отмеченной на схемах S_q^p -вариаций, являются зональные токи, наблюдаемые в низких широтах Земли. Заметим, что направление этих токов оказывается различным по данным разных авторов; так, например, по данным Афониной [1], зональные токи текут не на восток, как на рис. 56, а на запад. Более детально этот вопрос рассмотрен в работе Трошичева и др. [31]. На рис. 57, заимствованном нами из этой работы, показано широтное распределение интенсивности $\delta T_H = \sqrt{(\delta H^2 + \delta D^2)}$ поля $DP2$ -возмущений для двух конкретных событий. Из рисунка видно, что поведение δT_H существенно различно в трех областях:

I — высокие широты ($\Phi > 50^\circ$), где интенсивность возмущений относительно велика и растет с увеличением широты от 50°

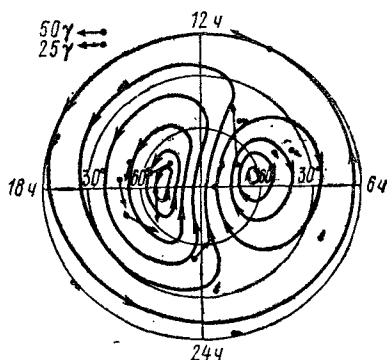


Рис. 55. Эквивалентная токовая система $DP2$ -возмущений [64].

до 70° . Конфигурация токов в этой области соответствует двух-вихревой $DP2$ -системе.

II — средние широты ($\Phi = 15 \div 50^\circ$), или область зональных токов. Интенсивность возмущений в этой области уменьшается с широтой как $\cos \Phi$. Это обстоятельство свидетельствует о том, что зональная часть $DP2$ -токовой системы представляет собой по сути остаточное D_{st} -поле, определяемое кратковременными вариациями DCF - и DR -токов. Собственно $DP2$ -возмущения в этой области, по-видимому, также присутствуют, однако их интенсивность не превышает 10γ , в связи с чем они трудно различаются на фоне более интенсивных D_{st} -вариаций.

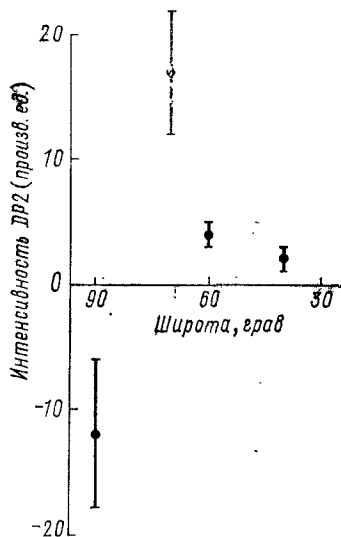


Рис. 56. Широтная зависимость интенсивности поля $DP2$ [63].

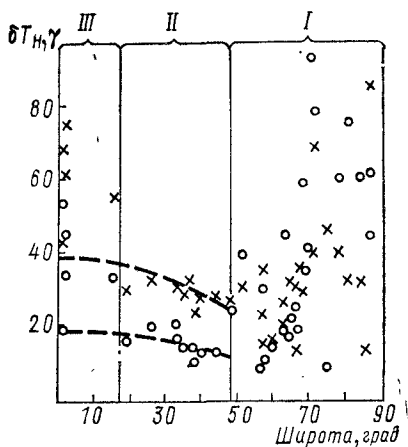


Рис. 57. Широтная зависимость интенсивности поля $DP2$ [31]:

I — высокие широты; **II** — средние широты; **III** — приэкваториальная зона. Использованы данные для 10 и 12 ч UT за 29. VIII 1967 г. (кружки) и для 8 ч 30 мин 9 ч и 10 ч 30 мин UT за 4. VIII 1967 г. (крестики).

III — приэкваториальная зона. Интенсивность возмущений в этой области вновь возрастает (вплоть до 80γ), однако токи, ответственные за эти возмущения, уже не являются, строго говоря, зональными, поскольку их интенсивность резко меняется с долготой. Последний результат отчетливо виден на рис. 58 [31], на котором показана зависимость δH (Λ) по данным трех приэкваториальных станций: интенсивность возмущений падает от полуденных к вечерним и ранним утренним часам более чем на порядок.

Указанные свойства низкоширотной части $DP2$ -возмущений говорят о том, что они обусловлены вариациями интенсивности

экваториального электроджета и ответственные за них токи образуют, скорее всего, самостоятельный вихрь, аналогичный по своей конфигурации S_q -токовому вихрю. Явное присутствие этого вихря можно видеть на рис. 59 (Нишида [63]), на котором зональные $DP2$ -токи в средних широтах заметно деформированы и сгущены в полуденном секторе приэкваториальной зоны.

Возникновение приэкваториального вихря $DP2$ -возмущений можно объяснить следующим образом. В силу того, что в полярных шапках проводимость ионосферы в первом приближении однородна, а силовые линии геомагнитного поля приблизительно перпендикулярны к

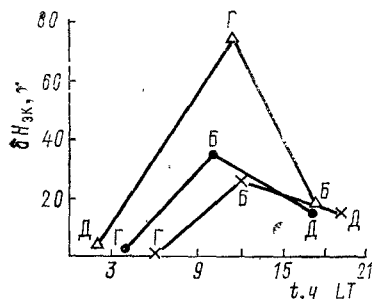


Рис. 58. Долготная зависимость интенсивности поля $DP2$ на экваториальных станциях [31]:

Обозначения: Γ — ст. Гуанкайо, $Б$ — ст. Бангуи, $Д$ — ст. Давáo; приведены данные для 11 ч UT 29. VIII 1967 г. (крестики), для 9 ч UT 4. VIII 1967 г. (точки) и для 16 ч UT 9. VIII 1967 г.

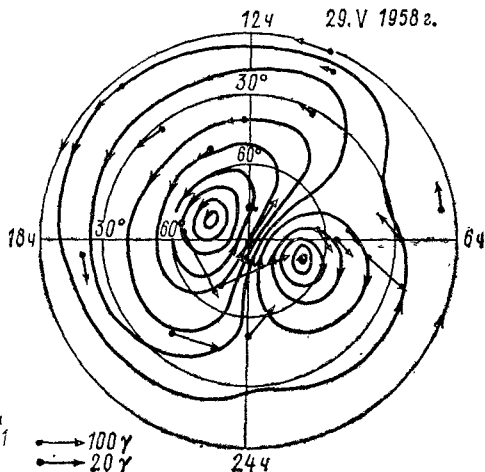


Рис. 59. Токовая система $DP2$ [63].

поверхности Земли, магнитное поле продольных токов и замыкающих их ионосферных токов Педерсена на поверхности Земли малó (Фукушима [48], Ваньян [6]). Таким образом, приведенная на рис. 55 и 59 токовая система $DP2$ представляет собой не эквивалентную, а истинную (хотя и неполную) систему ионосферных токов. Записав закон Ома в виде

$$\mathbf{J} = \Sigma_1 \mathbf{E} + \Sigma_2 \mathbf{B} \times \mathbf{E} / B, \quad (165)$$

мы получаем для стационарного случая и однородного поля B_0 [43]

$$\text{rot } \mathbf{J} = \text{grad } \Sigma_1 \times \mathbf{E} + \mathbf{B} / B \{ (\text{grad } \Sigma_2 \cdot \mathbf{E}) + \Sigma_2 \text{div } \mathbf{E} \}. \quad (166)$$

Из выражения (166) следует, что в случае однородной ($\nabla \Sigma_1 = \nabla \Sigma_2 = 0$) ионосферы фокус токовой системы (точка $\text{rot } \mathbf{J} \neq 0$) соответствует точке $\text{div } \mathbf{E} \neq 0$, т. е. в центрах токовых вихрей

DP2-вариации находятся электрические заряды, поддерживаемые (при наличии педерсеновской проводимости в ионосфере) продольными токами (рис. 60). Если интенсивность создаваемого этими зарядами поля в приполюсной области равна $E_{\text{пол}}$, то вблизи экватора она должна быть порядка $E_{\text{экв}} = E_{\text{пол}} \cdot (l_{\text{пол}}/l_{\text{экв}})^2$, где $l_{\text{пол,экв}}$ — расстояние заряда (или центра токового вихря) от полюса и от экватора соответственно. Принимая $l_{\text{пол}}/l_{\text{экв}} \approx 0,4$ и $E_{\text{пол}} \approx 40$ мВ/м (Хелпнер [51]), получаем, что $E_{\text{экв}} \approx 0,5$ мВ/м; при этом поле $E_{\text{экв}}$ должно быть направлено на восток в дневные часы и на запад в ночные часы. Полученные оценки интенсивности и направления поля $E_{\text{экв}}$ в целом подтверждаются экспериментальными данными (Пудовкин, Ватака [74]; см. также следующую главу IV).

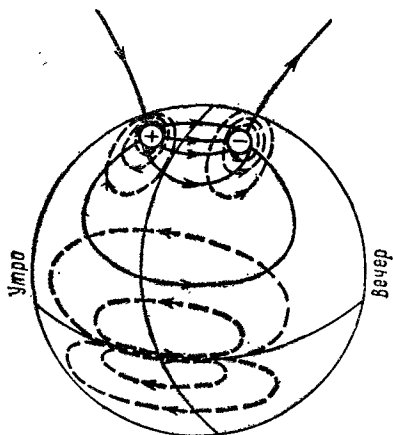


Рис. 60. Схема распределения интенсивности электрического поля и токов *DP2*-возмущения [70].

возмущений, является их тесная связь с вариациями вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля [64, 65, 66, 67].

На рис. 61 показаны, по данным Нишида и Маезава [67], характерные примеры вариаций параметров солнечного ветра (B_z и $\sqrt{p}$) и связанных с ними возмущений геомагнитного поля. На рис. 61, *a* представлен случай, когда интенсивность южной компоненты межпланетного магнитного поля меняется относительно мало, но в давлении солнечного ветра наблюдается отчетливое возмущение с длительностью около часа. Из приведенных на рисунке кривых видно, что увеличение давления солнечного ветра сопровождается столь же четким изменением интенсивности геомагнитного поля на приэкваториальной станции Гуам, однако в приполюсной области (станция Алерт) соответствующие вариации геомагнитного поля не обнаруживаются. Возмущения такого типа представляют собой обычные внезапные импульсы (*SI*), связанные с интенсификацией *DCF*-токов.

В силу резкого увеличения (в результате эффекта Каулинга) проводимости в приэкваториальных районах указанное поле должно вызвать дополнительный электроджет и связанные с ним токовые вихри в каждом полушарии (рис. 60). Таким образом, полученная Трошичевым и др. [33] трехвихревая токовая система *DP2* генерируется единой глобальной системой электрических полей.

Весьма интересной чертой *DP2*, существенной для понимания физической природы этих

На рис. 61, б представлен случай, когда давление солнечного ветра оставалось приблизительно постоянным, в то время как в ходе B_z наблюдались весьма четко выраженные возмущения. Видно, что в этом случае возмущения геомагнитного поля охватывают все широты Земли от полюса до экватора, т. е. представляют собой возмущения типа $DP2$ (с учетом сделанных выше замечаний относительно конфигурации последнего). При этом форма возмущений геомагнитного поля на экваторе в целом повторяет форму вариаций B_z солнечного ветра, запаздывая относительно последних в среднем на 15 мин (Нишида [64]).

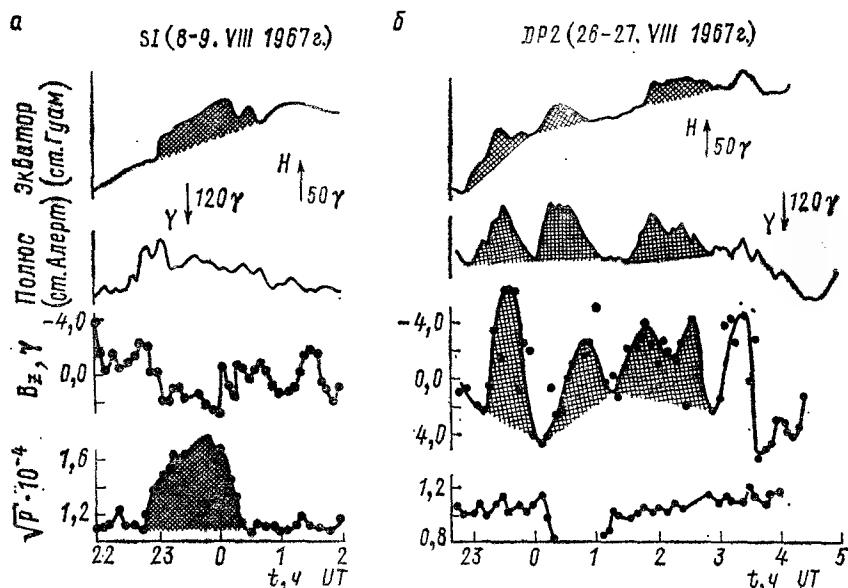


Рис. 61. Вариации параметров солнечного ветра и интенсивности геомагнитного поля на экваториальной ст. Гуам и приполюсной ст. Алерт [67].

Штриховкой выделены вариации в интересующие нас интервалы времени.

Зависимость интенсивности возмущений $DP2$ от интенсивности южной компоненты межпланетного магнитного поля показана на рис. 62, из которого видно, что обе величины пропорциональны друг другу.

Принимая во внимание данные, приведенные на рис. 61, необходимо сделать следующее замечание. В работе Беляковой, Зайцевой и Пудовкина [2] было показано, что развитию геомагнитных бурх в авроральной зоне предшествует за 1—2 ч повышение интенсивности геомагнитного поля на экваториальных станциях; это повышение величины $H_{\text{экив}}$ интерпретировалось в работе [2] как результат поджатия магнитосферы солнечным ветром, т. е. внезапный импульс. В то же время из рис. 61 видно, что увели-

чение интенсивности геомагнитного поля на экваторе может быть связано не только с увеличением давления солнечного ветра, но и с усилением интенсивности южной компоненты межпланетного магнитного поля. Вообще говоря, возмущения этих двух типов легко отличить друг от друга, например, по характеру широтной (рис. 61, б) или долготной (рис. 58) зависимостей поля возмущения. Поскольку, однако, такого исследования в работе [2] не было выполнено, среди рассмотренных в ней предварительных импульсов δH содержатся, по-видимому, возмущения обоих типов. От этого, однако, не изменяется основной вывод работы [2]: каждой индивидуальной геомагнитной бухте предшествует за 1—2 ч изменение параметров солнечного ветра, сопровождаемое возникновением крупномасштабного электрического поля в магнитосфере.

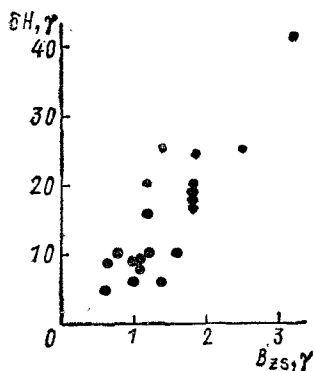


Рис. 62. Интенсивность $DP2$ -возмущений геомагнитного поля на ст. Гуанкайю ($\Phi = -00,6^\circ$) в зависимости от интенсивности южной компоненты межпланетного магнитного поля.

Но вернемся к анализу закономерностей развития возмущений типа $DP2$. В гл. I мы уже говорили о том, что на конфигурацию токовых $DP2$ -

вихрей определенное воздействие оказывает не только вертикальная, но также и азимутальная компонента межпланетного магнитного поля. В связи с этим имеет смысл напомнить по-

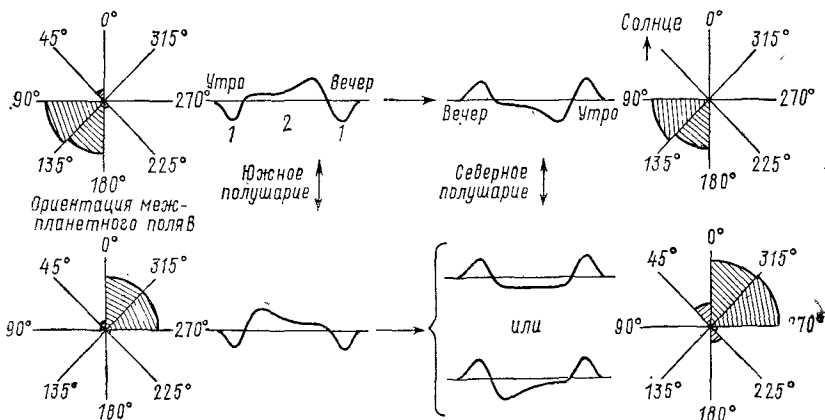


Рис. 63. Распределение величины утренне-вечерней компоненты электрического поля в полярных шапках в зависимости от ориентации межпланетного магнитного поля в плоскости эклиптики [52]:

1 — авроральный овал; 2 — полярная шапка.

лученный Хеппнером [52] результат относительно влияния азимутальной компоненты магнитного поля солнечного ветра на интенсивность электрического поля в полярной шапке. На рис. 63, заимствованном нами из этой работы, показано распределение поля $E_{\perp}$ вдоль меридионального профиля утро — вечер при различной ориентации магнитного поля солнечного ветра. Из рисунка видно, что, когда $B_y > 0$, интенсивность $E_{\perp}$ больше в утренние часы в северном полушарии и в вечерние часы — в южном полушарии. Если же $B_y < 0$, то поле $E_{\perp}$ в южном полушарии интенсивнее в утренние часы, а в северном полушарии — в вечерние (последняя зависимость в этом случае выражена менее четко). Указанные закономерности пространственного распределения интенсивности электрического поля в полярных шапках совпадают с закономерностями распределения интенсивности геомагнитных возмущений (см. § 2 гл. I). Следует, однако, заметить, что интенсивность электрического поля $E_{\perp}$, по данным работы Хеппнера [51], не зависит от интенсивности вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля, что вызывает определенные сомнения в тождественности этого поля с электрическим полем $DP2$ -вариации.

§ 3. МАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ПРИПОЛЮСНОЙ ОБЛАСТИ ($DP3$)

Помимо рассмотренных нами возмущений $DP2$, охватывающих всю полярную шапку или даже, как мы видели, всю Землю, непосредственно в приполюсных областях Земли наблюдаются дополнительные возмущения геомагнитного поля, свойственные только этим районам.

Сам факт локального повышения магнитной активности в приполюсной области известен достаточно давно, в частности, существование "внутренней" зоны магнитной активности было установлено в работах Никольского [17, 18], Сенько [29], Мэйо [58] и позднее в работах Боброва и др. [4], Уайтхэма и др. [80], Лебо [57]. Кроме того, в работах Мэйо, Никольского, Бурдо [5], Фельдштейна [32] было показано, что возмущения в приполюсной области максимальны в дневное время и летом, хотя наиболее четко обнаруживаются в зимние месяцы (Фукушима и Хирасава [47]). В дальнейшем заметное повышение магнитной активности в дневные часы на $\Phi \approx 80^\circ$ отмечалось в работах Акасофу и др. [37], Фельдштейна [32, 33], в которых это явление связывалось с западным электроджетом, текущим вдоль всего овала полярных сияний. Существование дополнительного электроджета на широтах дневного сектора аврорального овала отмечалось в работах Мишина и др. [16].

Во всех перечисленных выше работах возмущения приполюсной области рассматривались как составная часть поля магнитной суббури ($DP1$) или как локальное усиление $DP2$. Однако,

как было показано Ивасаки [56], в этой области наблюдаются и особые, не связанные с $DP1$ - или $DP2$ -вариациями, возмущения, развивающиеся при наличии специфических условий в солнечном ветре. Рассмотрим подробнее эту очень интересную, по нашему мнению, работу.

На рис. 64, по данным [56], показаны вариации H -(а) и D -(б) компонент геомагнитного поля на приполюсной обсерватории Туле за 12. VI 1958 г. Пунктирные кривые на рисунке представляют среднюю SD -вариацию на этой станции; интенсивность $DP1$ - и $DP2$ -возмущений в каждый конкретный момент времени может

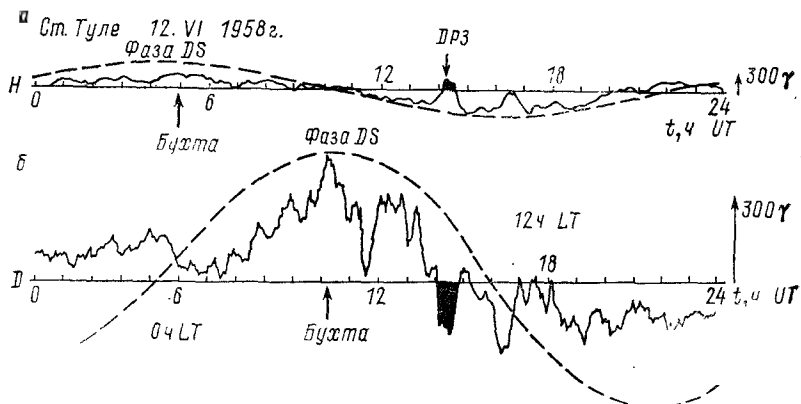


Рис. 64. Вариации геомагнитного поля на приполюсной обсерватории Туле 12. VI 1958 г. [56]:

Возмущение типа $DP3$ отмечено зачернением.

заметно отличаться от этой средней вариации, однако направление токов, текущих в ионосфере над Туле, должно соответствовать направлению, даваемому этой пунктирной кривой. Из рисунка видно, что в течение почти всего рассматриваемого периода наблюдаемые возмущения соответствуют предполагаемому ходу кривых δH и δD ; однако в 14—15 ч UT знак возмущений в H - и D -компонентах меняется на противоположный, что и позволило автору [56] выделить указанное возмущение как некоторое аномальное явление (следующее возмущение, наблюдаемое в 16—17 ч, приходится на момент смены знака кривых SD , и поэтому его рискованно относить к классу аномальных явлений).

Анализ магнитограмм обсерватории Туле за июль 1958 г., выполненный Ивасаки [56], показал, что вероятность появления аномальных возмущений составляет около 20%, а их амплитуда может достигать 600γ. Из дальнейшего анализа случаев аномальных по своему знаку возмущений выяснилось, что такие возмущения, как правило, наблюдаются в спокойных условиях ($AE \leq 100\gamma$); во время главной фазы магнитных бурь возмущения рассматриваемого типа ни разу не наблюдались.

Характерной чертой аномальных возмущений является, согласно данным Ивасаки, их чрезвычайная локальность. Этот результат иллюстрируется рис. 65, на котором показана область существования аномальных возмущений в исправленных геомагнитных координатах. Как видно из рисунка, эта область ограничена широтами $80-90^\circ$ в дневном — вечернем секторе полярной шапки: максимальная интенсивность возмущений наблюдается на широте $\sim 83^\circ$. Указанная локальность аномальных возмущений позволила автору работы [56] обозначить их символом $DP\text{-}pole$. Однако в целях унификации и упрощения обозначений мы по аналогии с рассмотренными выше возмущениями типа $DP1$ и $DP2$ будем обозначать эти возмущения символом $DP3$.

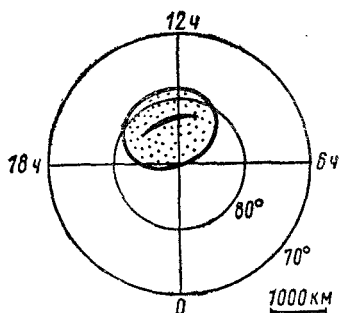


Рис. 65. Область существования возмущений $DP3$ [56].

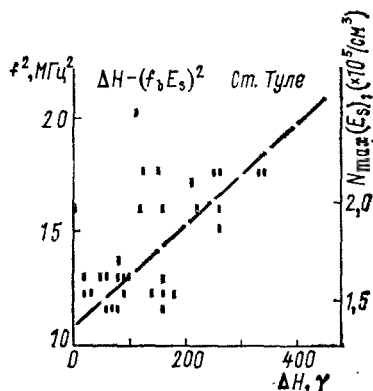


Рис. 66. Зависимость плотности ионизации в слое E_s от интенсивности возмущения $DP3$ [56].

Помимо области существования возмущений $DP3$ автор [56] попытался также исследовать эквивалентную систему ионосферных токов, ответственных за эти возмущения. К сожалению, количество обсерваторий, расположенных в рассматриваемой зоне, слишком мало, чтобы можно было сделать уверенные выводы о форме токовой системы $DP3$; тем не менее, представленные Ивасаки данные показывают, что эта система состоит из двух вихрей, связанных с центральной струей, в которой токи текут приблизительно вдоль меридиана полдень — полночь в направлении от Солнца.

Интересной особенностью возмущений $DP3$ является то, что в отличие от возмущений типа $DP2$ они сопровождаются синхронными изменениями параметров ионосферы. Это свойство рассматриваемых возмущений иллюстрируется рис. 66 [56], на котором показана зависимость квадрата частоты экранировки f_s^2 слоем E_s вышележащих слоев ионосферы от интенсивности возмущения $DP3$. Как видно из рисунка, связь между этими вели-

чинами проявляется достаточно отчетливо и в первом приближении оказывается линейной. Если принять, согласно данным работ [74, 75], что частота экранировки f_b в слое E_s соответствует плазменной частоте $\omega_0 = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$, то полученный результат означает, что интенсивность возмущения $DP3$ пропорциональна плотности ионизации в слое E_s и, следовательно, проводимости ионосферы. Численные оценки проводимости ионосферы, выполненные Ивасаки, показывают, что возмущения

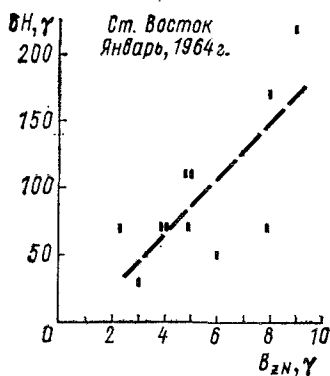


Рис. 67. Интенсивность возмущения $DP3$ в зависимости от интенсивности северной компоненты межпланетного магнитного поля [56].

проводимости, связанные с $DP3$, составляют, в зависимости от интенсивности последнего, 5—20% от проводимости спокойной полярной ионосферы. Выше мы уже говорили о том, что возмущения типа $DP3$ наблюдаются при отсутствии возмущений типа $DP1$ ($AE \leq 100\gamma$). Из связи интенсивности авроральных возмущений с направлением межпланетного магнитного поля известно (см. § 2 гл. I), что условие $AE \approx 0$ соответствует ситуации $B_z > 0$. Поэтому естественно ожидать, что и возмущения $DP3$ должны наблюдаться при $B_z > 0$. Непосредственное сопоставление интенсивности этих возмущений с параметрами солнечного ветра показало, что это действительно так [56]. При этом интенсивность магнитного возмущения оказывается приблизительно пропорциональной интенсивности B_{zN} северной компоненты магнитного поля солнечного ветра (рис. 67 [56]). В связи с этим интересно отметить, что, по данным работы Бёрча [44], от интенсивности B_{zN} зависит также и ширина дневного каспа; при этом при $B_z = +6\gamma$ северная кромка дневного сектора аврорального овала достигает 83° , что соответствует положению максимума интенсивности возмущений [56]. Имеется ли причинная связь между указанными явлениями, сказать трудно, однако кажется маловероятным, чтобы указанное соответствие между шириной дневного каспа и интенсивностью $DP3$ -возмущений было совершенно случайным.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ И ТОКИ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Как было показано в предыдущей главе, электрические токи в ионосфере, ответственные за поле полярного возмущения, текут в областях повышенной ионизации (и, следовательно, проводимости), возникающих в результате вторжения корпускулярных потоков в верхнюю атмосферу. Однако для возникновения электрического тока мало одного факта появления области повышенной проводимости: необходимо также существование электрического поля.

В большинстве современных теорий предполагается, что электрическое поле, ответственное за возникновение токовой системы, создается вне ионосферы: в магнитосфере или даже вне ее (см. гл. II). При этом ионосфере Земли отводится роль пассивной среды, электродинамическое состояние которой определяется процессами в магнитосфере. Следует, однако, иметь в виду, что в самой ионосфере наблюдаются интенсивные движения, в результате чего в ней могут генерироваться собственные электрические поля, которые могут быть ответственными за наблюдаемые электрические токи. Таким образом, вопрос о том, где и в результате каких процессов генерируется электрическое поле полярной бури, остается открытым.

Механизм генерации электрических полей в магнитосфере и их предполагаемую конфигурацию мы рассмотрели в гл. II. Рассмотрим теперь электрические поля ионосферного происхождения (Пудовкин [74]).

§ 1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ ИОНОСФЕРНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Глобальные поля. Как известно, основным механизмом генерации электрических полей непосредственно в ионосфере является динамо-действие ионосферных ветров. Возникающие в резуль-

тате неравномерного разогрева атмосферы и приливных сил ионосферные ветры увлекают с собой и ионизованную компоненту атмосферы. Но так как в присутствии относительно сильного геомагнитного поля подвижность ионов и электронов существенно различна, их движение также оказывается различным, что приводит к возникновению электрического тока. Поскольку скорость ветра в ионосфере (т. е. электродвижущая сила) и проводимость ионосферы, определяемая концентрацией заряженных и нейтральных частиц, их температурой, геометрией геомагнитного поля, весьма неоднородны, плотность электрического тока также может заметно меняться в пространстве, что приводит к накоплению зарядов и возникновению электростатического поля поляризации E_p , обеспечивающего неразрывность ионосферных токов:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = \operatorname{div} \left\{ \hat{\sigma} \left(\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + E_p \right) \right\} = 0.$$

Очевидно, что для расчета интенсивности поля E_p и его пространственного распределения необходимо знать распределение величин $\mathbf{v}$ и $\hat{\sigma}$. К сожалению, обе эти величины в настоящее время известны плохо, и прямое решение указанной задачи дает весьма ненадежные результаты. В связи с этим глобальное распределение скорости ионосферных ветров и интенсивности поля E_p чаще всего находят, решая обратную задачу, по наблюдениям поля геомагнитных вариаций, вызываемых ионосферными потоками. При этом, безусловно, нужно быть уверенным в том, что наблюдаемые на поверхности Земли вариации геомагнитного поля действительно обусловлены ионосферными динамо-токами, а не какими-либо иными источниками. Поэтому для построения системы ионосферных ветров обычно используются данные S_q -вариаций, относительно которых можно достаточно уверенно утверждать, что они вызываются динамо-действием ионосферных ветров. Действительно, многочисленные ракетные запуски (подробный обзор которых дан в работе Беньковой и Фаткуллина [3]) показали, что, по крайней мере, в средних и низких широтах S_q -токи текут в ионосфере на уровне E -слоя. Получающаяся из анализа система ионосферных ветров согласуется как с теоретическими представлениями об атмосферной циркуляции на высоте около 100 км, так и с немногочисленными экспериментальными данными о скорости ионосферного ветра на этих высотах.

Наиболее детальные расчеты системы $\mathbf{v}(\varphi, \lambda)$ и $E(\varphi, \lambda)$ с учетом последних данных о строении и проводимости ионосферы были выполнены Матсушита [57], Матсушита и Тарпли [58] и Тарпли [81]. Полученные в этих работах системы ветров и распределение поля поляризации E_p в ионосфере показаны на рис. 68, а и б соответственно. Основными чертами этих систем являются следующие:

1. Система ветров образует два вихря (в каждом полушарии) с фокусами на широтах $\varphi \approx 30^\circ$. Скорость ветра достигает мак-

симальной величины порядка 150 м/с в высоких широтах, при этом днем ветер направлен к полюсу, ночью — к экватору.

2. Горизонтальная компонента поля поляризации E_p в средних широтах невелика (около 1—2 мВ/м) и несколько увеличивается к высоким широтам, достигая там 3—4 мВ/м. При этом

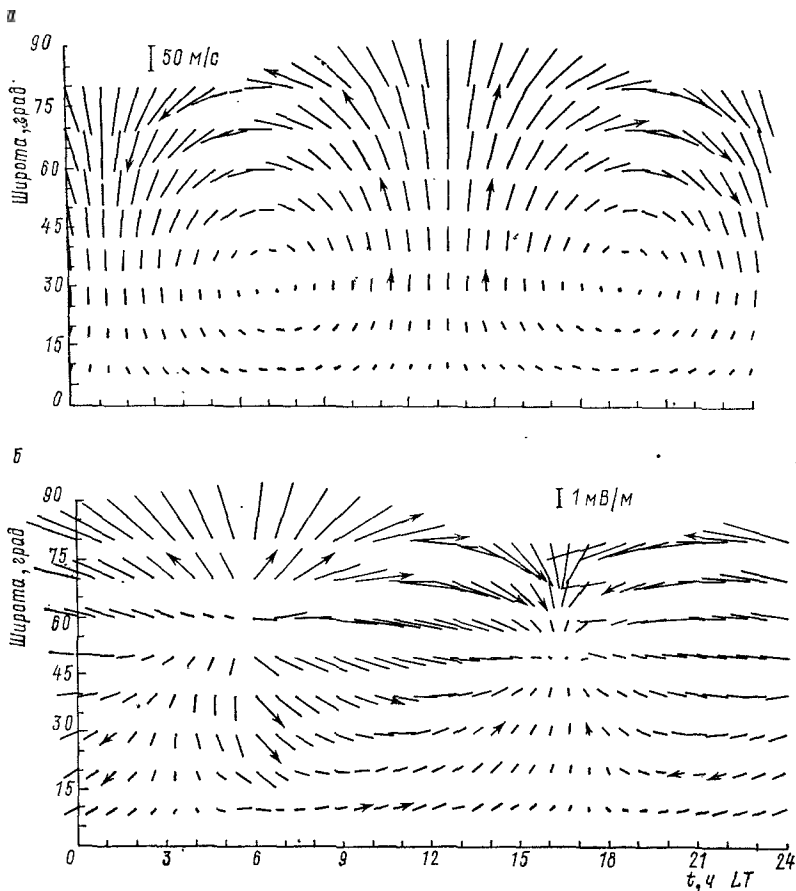


Рис. 68. Система ионосферных ветров на уровне слоя E (а) и распределение поля E_p (б) по данным S_q -вариации [57].

в полярной шапке поле направлено от утренней стороны Земли к вечерней приблизительно вдоль меридиана 5—17 ч LT.

О системах v и E_p необходимо сделать некоторые замечания. Прежде всего, наблюдаемые на поверхности Земли вариации геомагнитного поля представляют собой интегральный эффект токов, текущих во всей толще ионосферы от 90 до 300 км. При этом вклад верхних слоев ионосферы ($F2$ -область) может быть

достаточно велик, в особенности ночью (Ришбет [78]). Таким образом, указанная на рис. 68, а система ионосферных ветров представляет собой по сути некую эффективную среднюю систему, более или менее совпадающую с истинной системой ветров на уровне максимума плотности динамо-токов (110—130 км согласно данным Беньковой и Фаткуллина [3]). При этом на других уровнях ионосферы скорость ветра может существенно отличаться от указанной на рис. 68, а. В самом деле, на рис. 69 для примера показаны данные измерения меридиональной скорости ветра (с помощью запуска орудийных снарядов, создающих светящийся

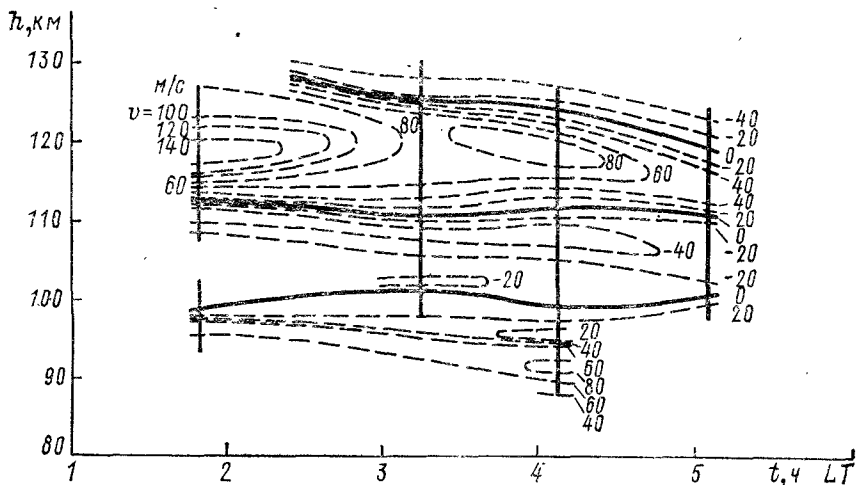


Рис. 69. Высотное распределение меридиональной компоненты скорости ветра в ионосфере 23. IX 1965 г. в низких широтах [68]:

Скорость со знаком минус соответствует ветру, направленному на кг. Четыре вертикальные линии отмечают моменты запусков, по которым рассчитана эта схема.

след) ночью 23. IX 1965 г. в низких широтах (о. Барбадос) (Мёрфи и др. [68]). Из рисунка видно, что северная компонента скорости ветра, измеренная в диапазоне высот 90—130 км, меняла знак трижды: на высоте 100, 110 и 120—130 км. Аналогичная, временами и более сложная картина имела место во время всех рассмотренных в работе [68] экспериментов.

Полученные данные, равно как и результаты многочисленных исследований, выполненных другими авторами (см., например, книги [6, 11]), свидетельствуют прежде всего о нерегулярности ветров в верхних слоях атмосферы. Тем не менее, некоторые закономерности в пространственно-временном распределении скорости ветра все же могут быть получены даже по данным отдельных экспериментов. Так, например, согласно [68], по данным 29 запусков меридиональная компонента скорости ветра (суточная гармоника) над о. Барбадос меняет свой знак

в среднем на высоте 100—105 км. Детальный анализ скорости ионосферных дрейфов на уровне слоя E , по данным ст. Мурманск, показал [18], что изменение знака ионосферного ветра в высоких широтах имеет место на высоте ~ 120 —130 км, к этому вопросу мы вернемся еще раз в следующей главе.

В силу нерегулярности и неоднородности ионосферных ветров как индуцируемые ими динамо-поля, так и вторичные электростатические поля поляризации также являются весьма неоднородными, и приведенная на рис. 68, б картина представляет собой чрезвычайно упрощенную и идеализированную схему. Реальное распределение E_p определяется, наряду с v и $\hat{\sigma}$, также возможностью утечки накапливающихся зарядов из ионосферы в магнитосферу и закорачиванием этих полей в выше- или нижележащих слоях ионосферы, т. е. интенсивностью создаваемых ими продольных (по отношению к магнитному полю) токов. Проблема существования и шунтирования полей поляризации в ионосфере продольными токами представляется важной не только в теории атмосферного динамо, но и во всей физике полярных магнитных бурь, поскольку с нею связана возможность существования токов растекания авроральных электроджетов, каулинговской проводимости σ_z в дугах сияний и отчасти природа продольных токов. Поэтому несколько позднее мы вернемся к этому вопросу и рассмотрим его более детально. Но предварительно оценим максимально возможную (без учета утечки) интенсивность локальных (т. е. вызванных местными неоднородностями плотности ионизации или скорости ветра) полей поляризации.

Локальные поля поляризации. Допустим, следуя схеме Доукачаева [7], что неоднородность ионизации имеет вид бесконечно длинного, вытянутого вдоль силовых линий поля B_0 цилиндра с поперечной проводимостью $\hat{\sigma}'$, помещенного в однородную среду с проводимостью $\hat{\sigma}$, движущуюся перпендикулярно к полю B_0 со скоростью v_n . Тогда из условия неразрывности электростатического потенциала, нормальной (к поверхности цилиндра) компоненты плотности тока и неразрывности потока плазмы через поверхность цилиндра нетрудно получить следующие выражения для напряженности поля E_p [7]:

$$E_{px} = \frac{2(k-1)\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1^2(k+1)^2 + \sigma_2^2(k+1)^2} \frac{B_0 v_n}{c}, \quad (167)$$

$$E_{py} = \frac{(k-1)[\sigma_1^2(k+1) + \sigma_2^2(k-1)]}{\sigma_1^2(k+1)^2 + \sigma_2^2(k+1)^2} \frac{B_0 v_n}{c},$$

где ось X выбрана параллельной направлению v_n и $\kappa = \sigma_2'/\sigma_2 = \sigma_1'/\sigma_1$. Из выражений (167) видно, что в случае, когда флуктуации плотности ионизации невелики, т. е. $\kappa \approx 1$ (что имеет место практически во всей среднеширотной ионосфере), E_p близко к нулю. Существенно иная картина наблюдается в полярных шапках ($\Phi > 70^\circ$). Здесь, как показано в [11], ионосфера на уровне

слоя $F2$ является чрезвычайно нерегулярной и фактически состоит из набора вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля неоднородностей с характерными размерами 0,5—1 км в поперечнике. При этом величина $\Delta n_e/n_e \approx 1 \div 3$ (Поляков и др. [11]), т. е. $\kappa = 2 \div 4$. Учитывая, что в слое $F2$ холмовская проводимость много меньше педерсеновской, легко видеть, что в этом случае $E_{px} \ll B_0 v_n/c$, а $E_{py} \approx B_0 v_n/2c$. При этом неоднородности ионизации должны в значительной степени увлекаться нейтральным ветром, двигаясь в направлении ветра со скоростью $\sim v_n/2$. Система ветров на высоте 300 м, по расчетам Кола и Кинга [55], показана на рис. 70. Из него видно, что в полярной шапке наблюдается относительно однородный поток ветра с дневной стороны Земли на ее ночную сторону приблизительно вдоль меридиана 15—3 ч LT , т. е. в целом система высокоширотных ветров на уровне слоя $F2$ совпадает с таковой на уровне слоя E (см. рис. 68, а). Однако скорость ветра на уровне слоя $F2$ заметно выше, чем в нижней ионосфере, и достигает, согласно [55], в зимнее время 400 м/с на $h = 300$ км и 500 м/с на $h = 700$ км. Скорости примерно такой же величины были получены также Меривезером и др. [62] и Фисом [45]. Таким образом, можно ожидать, что в полярных шапках, в особенности в зимние месяцы, в ионосфере должны наблюдаться локальные электростатические поля порядка

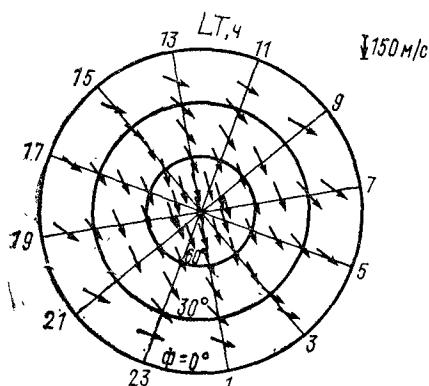


Рис. 70. Система ветров на высоте 300 км по данным [55].

ка $v_n B_0/2c \approx 10$ мВ/м на уровне слоя $F2$, направленные с утренней стороны Земли к вечерней приблизительно вдоль меридиана 9—21 ч LT . Следует отметить, что выражения (167) получены в предположении, что ионосфера представляет собой однородную среду с параметрами, соответствующими параметрам того или иного слоя. В действительности же, как известно, параметры ионосферы, в частности σ_1 , резко меняются с высотой, поэтому при достаточно высокой проводимости вдоль силовых линий поля поляризации, возникающие в слое $F2$, могут шунтироваться токами в слое E .

Шунтирование полей поляризации, генерируемых в слое $F2$, нижележащими слоями ионосферы рассматривалось Риббетом [78, 79]. Смысл полученного им решения состоит в том, что (при условии бесконечной проводимости плазмы вдоль магнитного поля) слой E не будет закорачивать возникающее на границах неоднородностей в $F2$ -слое поле в том случае, если интегральная педерсеновская проводимость слоя E много меньше таковой

в слое $F2$, т. е.

$$n_E (\Sigma^0)_E \Delta h_E \ll n_F (\Sigma^0)_F \Delta h_F. \quad (168)$$

Полагая $\Delta h_{E,F} \approx 3H_{E,F}$, где H — высота однородной атмосферы, и учитывая, что на высоте 130 км $v_i \approx \omega_i = eB/(m_i c)$ и, стало быть, $(\Sigma^0)_E = ec/2B$, в то время как на уровне слоя F $(\Sigma^0)_F = ec/B \cdot v_i/\omega_i$, выражение (168) можно свести к

$$\frac{n_F H_F}{n_E H_E} > \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_i}{v_i} \right)_F = 150.$$

Для типичной полярной ионосферы в ночное время $n_F/n_E \approx 50$ и $H_F/H_E \approx 4 \div 5$, таким образом, неравенство (168) в этой области оказывается выполнимым, и, следовательно, токи слоя E несущественно изменяют полученные выше оценки поляризации в слое $F2$; в дневное время шунтирующее влияние слоя E на поля поляризации в верхней атмосфере должно заметно возрастать. В связи с этим несколько неожиданными представляются результаты, полученные Ллойдом и Хэрнделом [56]. Рассчитав движение и деформацию бариевого облака для двух моделей ионосферы, в одной из которых шунтирующий эффект слоя E принимался во внимание, а во второй — нет, и сопоставив поведение реального облака Ba^+ с теоретическим, авторы пришли к выводу, что поле поляризации, возникающее на уровне слоя $F2$, не проникает в слой E . Отсюда непосредственно следует вывод, что продольная проводимость ионосферы в действительности значительно меньше, чем предполагалось ранее.

Мы рассмотрели интенсивность электрических полей собственно ионосферного происхождения в спокойное время. Во время геомагнитных возмущений интенсивность и распределение S_q -полей меняются, по-видимому, незначительно. Относительно поведения полей поляризации в полярной шапке в настоящее время известно мало, тем не менее можно полагать, что, вследствие усиления неоднородности ионосферы и скорости атмосферной циркуляции на уровне слоя $F2$, интенсивность этих полей с ростом магнитной активности должна возрастать.

Вместе с тем развитие магнитной бури, как известно, связано с возникновением интенсивных токовых струй (электроджетов) в зоне полярных сияний. Поскольку проводимость ионосферы в зоне сияний крайне неоднородна, протекание этих токов, какова бы ни была природа генерирующего их первичного поля E_0 , неизбежно связано с возникновением электростатических полей поляризации в ионосфере. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Поле поляризации аврорального электроджета. Интенсивность и конфигурация полей поляризации в области аврорального электроджета и даже самая возможность их существования в значительной степени определяются тем, насколько эффективно (или не могут) сниматься накапливающиеся на границах неоднородностей заряды продольными токами, замыкающимися

в верхней ионосфере и магнитосфере. К сожалению, общепринятой точки зрения на этот счет в настоящее время не существует. Наиболее распространенной точкой зрения является та, согласно которой высокая проводимость магнитосферной плазмы вдоль магнитного поля автоматически обеспечивает возможность замыкания продольных токов в магнитосфере (Хеппнер и др. [50], Коронити и Кеннел [31]). Однако конкретного механизма поперечной проводимости бесстолкновительной магнитосферной плазмы до сих пор предложено не было. Аткинсон [20] попытался отождествить поперечные магнитному полю токи в магнитосфере с поляризационными токами в плазме, движущейся в неоднородном поле E . Однако интенсивность этих токов оказывалась настолько малой, что обусловленное ими шунтирование ионосферных полей приводит к уменьшению напряженности E_p всего лишь на несколько процентов.

Ряд авторов (например Хеппнер) предполагают, что ионосферные поля поляризации могут замыкаться с помощью частичного DR -тока. Однако такой механизм кажется весьма маловероятным. Действительно, долготный дрейф частиц, образующих DR -ток, непосредственно определяется энергией частиц, интенсивностью и конфигурацией магнитного поля и мало зависит от интенсивности постоянного электрического поля. Поэтому линейная зависимость интенсивности DR -тока от напряженности электрического поля E в магнитосфере, подразумеваемая при любом механизме нейтрализации электростатических полей, не только не очевидна, но и достаточно сомнительна. Это конечно не означает, что в некоторые моменты времени магнитосферное поле поляризации частичного DR -тока не может скомпенсировать поле поляризации аврального электроджета. Однако такая компенсация ионосферных и магнитосферных полей представляется совершенно случайным явлением и не может рассматриваться как регулярно действующий процесс. Таким образом, высокая проводимость магнитосферной плазмы вдоль магнитного поля практически не влияет на интенсивность полей поляризации в ионосфере, во всяком случае, в той области, где силовые линии геомагнитного поля замкнуты (Обаяши [10], Обаяши и Нишида [69]) ($\Phi < 78^\circ$ — на дневной стороне Земли и $\Phi < 75 \div 80^\circ$ — на ночной).

Однако в ионосфере, где частота столкновений электронов не равна нулю и соответственно продольная проводимость плазмы не бесконечна, присутствует и педерсеновская проводимость. В связи с этим поля поляризации, возникающие в неоднородностях слоя E , могут частично замыкаться в вышележащих слоях ионосферы. Этот вопрос детально обсуждался в работах Фарли [35], Рейда [76], Садовниковой и др. [17]. Для иллюстрации полученных ими результатов на рис. 71 показана интенсивность поля $E_p(h = 300 \text{ км})/E_p(h_0)$ на уровне слоя $F2$ ($h = 300 \text{ км}$) в зависимости от характерных размеров неоднородности ионизации (κ — волновое число) и высоты источников поля h_0 . Видно, что поля с дли-

ной волны порядка 10—20 км (характерные поперечные размеры дуг полярных сияний), создаваемые на высоте около 100 и 300 км, оказываются в два-три раза слабее. В то же время поля с характерными размерами порядка сотни и более километров (ширина электроджета) передаются на высоты слоя $F2$ практически без затухания. Следует, однако, отметить, что выполненные Фарли расчеты основывались на классических представлениях о проводимости ионосферы. В то же время в ряде последних работ обращается внимание на то, что реальная проводимость плазмы может быть значительно меньше классической в результате развития в ней различного вида неустойчивостей. Так, например, Барсуков и Пудовкин [2] из анализа теоретических и экспериментальных данных пришли к выводу, что интенсивность продольных токов в ионосфере не может превосходить величину порядка $j_{кр} = 2 \cdot 10^{-11}$ (в ед. CGSM). В работе Кинделла и Кеннела [54] показано, что в верхней части области $F2$ плазма становится неустойчивой, если плотность продольных токов превышает пороговую величину $j_{кр}^* = 3 \cdot 10^{10}$ эд/см²с = $5 \cdot 10^{-11}$ (в ед. CGSM); при дальнейшем увеличении плотности тока продольная проводимость плазмы резко падает, вместе с тем поперечная проводимость плазмы должна возрастать, в результате чего шунтирующий эффект верхней ионосферы должен увеличиваться. Однако численная величина аномального сопротивления и его зависимость от интенсивности продольных полей $E_{||}$ все еще неизвестны, поэтому вопрос о существовании крупномасштабных полей поляризации в ионосфере остается невыясненным.

В связи с этим рассмотрим поля поляризации в ионосфере при различных предположениях о возможности их шунтирования верхней ионосферой.

Поле поляризации электроджета при отсутствии продольных токов. Многочисленные экспериментальные данные показывают, что интенсивные токи в зоне сияний, формирующие авроральный электроджет, генерируются в областях повышенной проводимости, связанных с вторжением в верхнюю атмосферу энергичных авроральных электронов. Предположим, что область повышенной ионизации представляет собой сильно вытянутый эллипс, большая ось которого направлена вдоль оси X (рис. 72) и первичное поле E_0 (магнитосферного или ионосферного происхождения) однородно

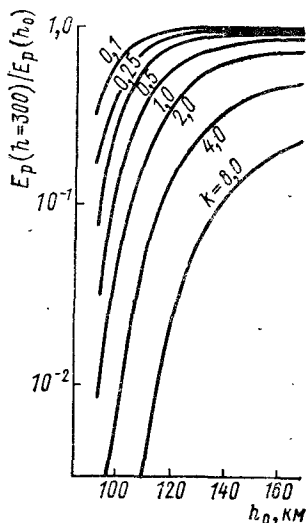


Рис. 71 Интенсивность электрического поля E на высоте 300 км в зависимости от высоты его источника h_0 и волнового числа k [76].

и направлено вдоль оси эллипса (большой или малой). Интенсивность поля поляризации в таких неоднородностях (предполагалось отсутствие продольных токов) была рассчитана Асауленко и Нудовкиным [1, 14]. Результаты

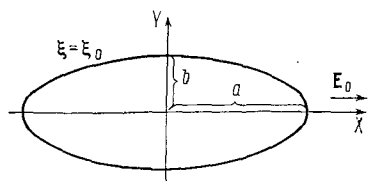


Рис. 72. К расчету поля поляризации аврорального электроджета.

этих расчетов представлены на рис. 73, где по оси абсцисс отложена интегральная холловская проводимость в области повышенной ионизации, а по оси ординат — интенсивность поля поляризации (в единицах E_0). Ионосфера, окружающая область аномальной проводимости, предполагалась при этом однородной с

проводимостью $\Sigma_1 = 10^{-8}$ (в ед. CGSM). На основании рисунка можно сделать следующие заключения:

1. Если поле E_0 параллельно большой оси эллипса, то:

а) $(E_{px}/E_{py}) \gg 1$, т. е. поле поляризации приблизительно пер-

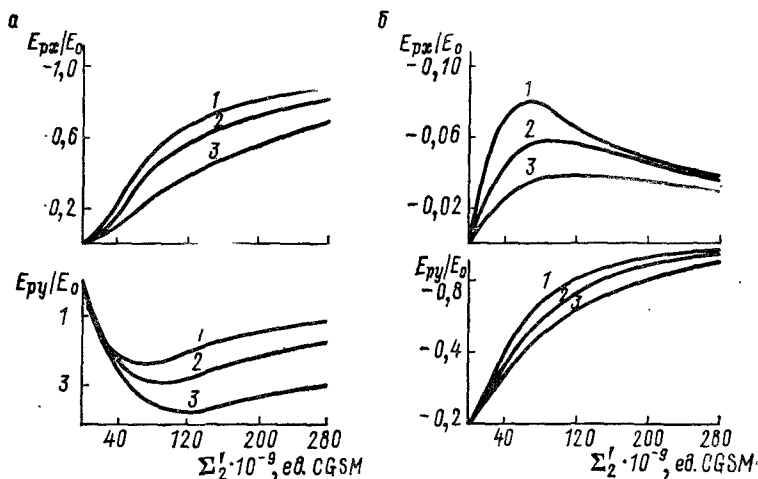


Рис. 73. Интенсивность поля поляризации в области аврорального электроджета в зависимости от холловской проводимости ионосферы в области электроджета:

1, 2, 3 — $a/e = 100; 50; 30$ соответственно.
Поле E_0 параллельно большой (а) и малой (б) осям эллипса.

пендикулярно к большой оси эллипса; б) интенсивность поля зависит от проводимости в области аномальной ионизации, и при $\Sigma'_2 \geq 10 \cdot 10^{-9}$ (в ед. CGSM) $E_p > E_0$; в) несмотря на то, что поле поляризации зависит от возмущенности ионосферы (растет с ростом Σ'_2 при $\Sigma'_2 < 100 \cdot 10^{-9}$ в ед. CGSM), плотность тока в указанном

диапазоне изменений Σ'_2 остается приблизительно пропорциональной Σ'_2 (рис. 74 из [13]).

II. Если поле E_0 перпендикулярно к зоне повышенной проводимости, то: а) $E_{ry}/E_{rx} \gg 1$, при этом поле поляризации E_{ry} антипараллельно первичному полю E_0 ; б) поле поляризации зависит от величины Σ'_2 , но всегда меньше поля E_0 ; в) плотность тока вдоль зоны повышенной проводимости существенно (в пять-десять раз) меньше, чем в случае $E_0 \parallel OX$, т. е. первичное поле E_0 , перпендикулярное к зоне повышенной проводимости, малоэффективно в смысле генерации аврорального электроджета; следовательно, поле E_0 скорее всего параллельно зоне полярных сияний; г) плотность тока J_x мало зависит от величины проводимости ионосферы в области повышенной ионизации.

Во время интенсивных магнитных бурь возмущение охватывает всю зону полярных сияний. Аппроксимируя эту зону кольцом повышенной проводимости и полагая поле E_0 однородным и направленным вдоль меридиана 9—21 ч LT , нетрудно рассчитать интенсивность поля поляризации и плотность токов и в этом случае (Логипов [9]). Полученные результаты приведены на рис. 75. Основными чертами полученного распределения J и E_p являются следующие:

1) интенсивность авроральных электроджетов максимальна в 3 и 15 ч LT , т. е. в часы, когда E_0 параллельно зоне сияний;

2) в области перехода от восточного электроджета к западному (область, где E_0 перпендикулярно к зоне) наблюдается относительно сложная структура токов; в интервале 20—22 ч LT наблюдаются два электроджета, причем токи западного направления текут севернее токов восточного направления;

3) поле поляризации в полярной шапке направлено от вечерней стороны Земли к утренней (вдоль меридиана 21—09 ч LT); интенсивность поля этой области мала и не превышает 10 мВ/м.

Сопоставление приведенных выше результатов с выводами, полученными ранее Коулом [30] для значительно более упрощенной модели области электроджета (бесконечно длинная полоса), показывает, что конечная длина области повышенной проводимости при $a/b \approx 30$ (где a и b — соответственно большая и малая оси эллипса на рис. 72) несущественно изменяет геометрию поля E_p в области повышенной ионизации (но не вне ее), хотя и довольно заметно сказывается на интенсивности последнего, уменьшая его

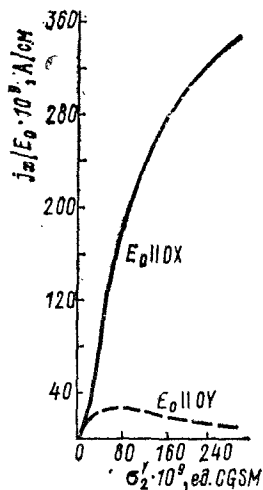


Рис. 74. Плотность тока в области повышенной ионизации в зависимости от величины холловской проводимости в этой области (Σ'_2).

примерно в пять раз по сравнению с моделью Коула. Поэтому в дальнейшем мы ограничим свое рассмотрение упрощенной моделью Коула. Если как и ранее предположить, что продольные токи не в состоянии устранить поле поляризации, то анализ такой модели приводит к следующему выводу.

Токи возмущения всегда строго параллельны области повышенной ионизации, а поле поляризации перпендикулярно к ней. В связи с этим измеряемое непосредственно в области электроджета электрическое поле $E = E_0 + E_p$ должно быть строго перпендикулярным к току в том случае, если первичное поле E_0 — дипольное поле, и образовывать с током угол $\psi = \arctg \Sigma_2 / \Sigma'_1$, если первичное поле E_0 — электростатическое по своей природе,

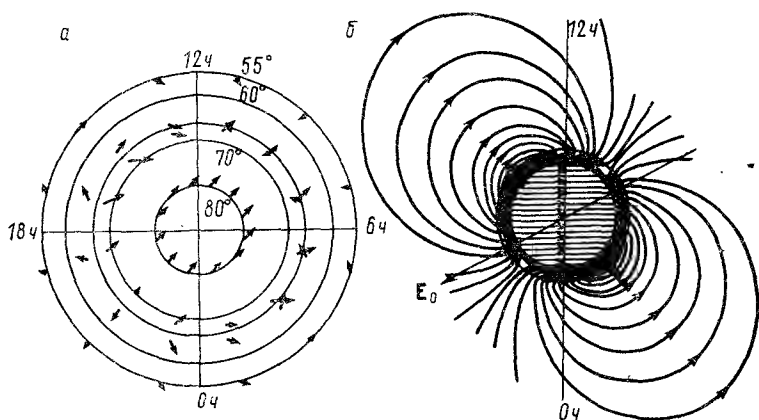


Рис. 75. Распределение поля поляризации (а) и плотности токов (б) в высоких широтах при пренебрежении продольными токами.

например, передаваемое из магнитосферы. Следует отметить, что указанные выводы не зависят от реального распределения плотности ионизации поперек зоны сияний.

Поле поляризации электроджета при учете продольных токов. Существенно иная картина имеет место в том случае, если поле поляризации на границах электроджета может частично сниматься продольными токами. Распределение поля поляризации и плотности токов в области электроджета в такой ситуации было детально рассмотрено Короити и Кеннелом [31]. Следует оговориться, что исходная точка зрения авторов данной работы прямо противоположна изложенной выше: Короити и Кеннел предполагают, что в случае бесконечной проводимости плазмы вдоль силовых линий магнитного поля продольные токи полностью снимают поле поляризации и лишь наличие аномального сопротивления обеспечивает сохранение этого поля. Наша же точка зрения состоит в том, что именно наличие аномального сопротивления вдоль поля B_0 и соответственно аномальной проводимости,

перпендикулярной к B_0 , приводит к существованию продольных токов. Однако для численных расчетов это расхождение не имеет особого значения, ибо и в той, и в другой модели предполагается существование продольных токов и поля $E_{||}$ в области аномального сопротивления. Основная идея работы [31] состоит в следующем.

Пусть область вторжения авроральных частиц, как и в модели Коула, представляет собой бесконечно длинную полосу, вытянутую по параллели. Введем оси координат: X — на юг, Y — на восток, Z — вертикально вверх. Интенсивность вторгающихся потоков и соответственно проводимость ионосферы предполагаются однородными вдоль оси Y и меняющимися вдоль оси X (поперек зоны сияний). Первичное поле E_0 предполагается однородным и направленным по оси Y . Очевидно, что интенсивность токов, текущих поперек зоны сияний, равна

$$J_x = n_e (\Sigma_1^0 E_x + \Sigma_2^0 E_y), \quad (169)$$

где E_x — поле поляризации; n_e — средняя плотность ионизации; $\Sigma_{1,2}^0$ — интегральная педерсеновская (холловская) проводимость столбца ионосферы с поперечным сечением 1 см^2 , высотой, равной толщине токонесущего слоя (область E), и плотностью ионизации, равной $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$.

Если вследствие частичного замыкания интенсивность поля поляризации не слишком велика, так что $\Sigma_1^0 E_x \ll \Sigma_2^0 E_y$ (вообще говоря, в действительности $\Sigma_1^0 E_x \lesssim \Sigma_2^0 E_y$, т. е. предполагаемое неравенство выполняется не очень хорошо), то равенство (169) сводится к

$$J_x = n_e \Sigma_2^0 E_y. \quad (169a)$$

Интенсивность продольных токов может быть найдена из условия неразрывности $\text{div} J = 0$: $j_{||} = -\partial J / \partial x$, что при учете (169a) дает

$$j_{||} = -\Sigma_2^0 E_y \, dn_e / dx. \quad (170)$$

Равенство (170) показывает, что плотность продольных токов зависит от градиента плотности ионизации и меняет знак с изменением знака dn_e / dx . При указанном выше выборе осей координат и первичного поля E_0 (на восток) $j_{||} > 0$, т. е. ток вытекает из ионосферы у южной границы электроджета (восточного) и втекает в ионосферу у северной границы. В области западного электроджета имеет место обратная картина: продольный ток втекает в ионосферу у южной границы электроджета и вытекает у его северной границы. Как видно, направление продольных токов при этом оказывается прямо противоположным таковому в модели Бострёма [23], на что обратил внимание еще в 1970 г. Фукушима [39, 40].

Интенсивность поля поляризации можно связать с интенсивностью продольных токов, исходя из следующих соображений.

Поскольку в стационарном случае $\text{rot } \mathbf{E} = 0$:

$$\partial E_x / \partial z = \partial E_z / \partial x. \quad (171)$$

Интегрирование (171) дает

$$\int_h^\infty \frac{\partial E_x}{\partial z} dz = E_{x,\infty} - E_{x,h} = \frac{\partial}{\partial x} \int_h^\infty E_z dz.$$

Полагая, что выше области аномального сопротивления плазмы поле поляризации равно нулю, находим, что на высоте токового слоя

$$E_{x,h}(x) = -\frac{\partial}{\partial x} \int_h^{h_{\max}} E_z dz = -\frac{\partial}{\partial x} \Delta\Phi, \quad (172)$$

где $\Delta\Phi$ — падение потенциала вдоль силовой линии в области аномального сопротивления.

Здесь опять-таки необходимо подчеркнуть принципиальную разницу между точкой зрения Коронити и Кеннела и излагаемой нами. В [31] предполагается, что замыкание продольных токов происходит выше области аномального сопротивления в высокопроводящей магнитосфере, тогда как мы полагаем, что замыкание имеет место как раз в области аномального сопротивления. Однако очевидно, что в том и в другом случае формулы (169a) и (171) остаются справедливыми. Далее авторы [31] записывают величину $\Delta\Phi$ в явной форме: $\Delta\Phi = j r_j$, где r_j — интегральное сопротивление силовой трубки в области аномального сопротивления. В нашей модели этого сделать, вообще говоря, нельзя, так как в силу того, что токи замыкаются во всей толщине аномального сопротивления, величина j меняется вдоль силовой трубки. Поэтому под величиной $j_{||}$ мы будем понимать среднюю плотность продольных токов, полагая ее пропорциональной плотности $j_{||}^0$ на уровне слоя E . В этом случае выражение (172) принимает вид

$$E_x(x) = (-\partial/\partial x)(j_{||} \cdot r_j). \quad (173)$$

Поскольку величина r_j и ее распределение неизвестны, примем ее, согласно [31], не зависящей от координаты x . Подставляя плотность продольных токов из (170) в равенство (173), находим окончательное выражение для интенсивности поля поляризации:

$$E_x = \sum_j^0 E_j r_j (\partial^2 n_e / \partial x^2). \quad (174)$$

Из выражения (174) видно, что при учете продольных токов поле поляризации в области повышенной проводимости становится весьма неоднородным и даже меняет знак (в зависимости от знака $\partial^2 n_e / \partial x^2$).

Для нахождения распределения поля E_x поперек зоны сияний Коронити и Кеннел рассчитывают меридиональный профиль $n_e(x)$, исходя из теоретических соображений о плотности плазмы и ско-

рости диффузии частиц по пич-углам в плазменном слое (модель Кеннела [53]). Полученное ими распределение в общих чертах согласуется с реальным распределением яркости сияний $\mathcal{I}(x)$. Однако в ряде деталей, существенных для понимания результатов

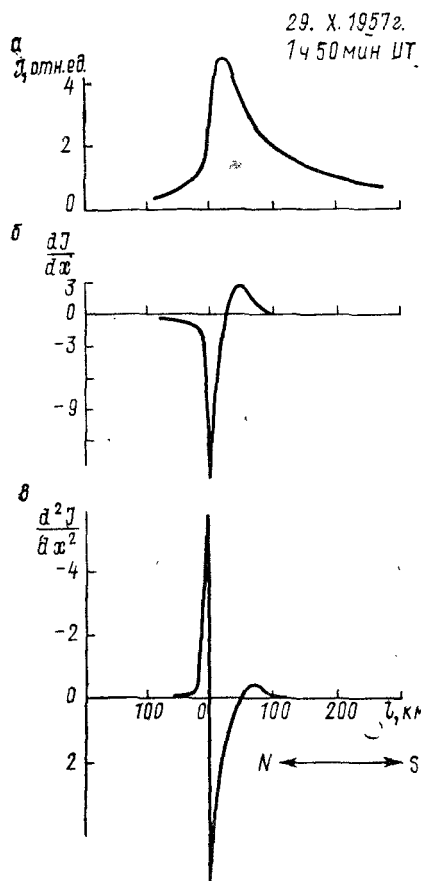


Рис. 76. Распределение интенсивности свечения сияний ($\mathcal{I}$) и ее пространственных производных вдоль меридионального профиля.

измерения поля E_x с помощью спутников *OGO-6* и *"Injun-5"* (см. § 4), оно довольно далеко от экспериментального профиля $\mathcal{I}(x)$. В связи с этим при расчете E_x мы воспользуемся не теоретическими данными, а реальными профилями $\mathcal{I}(x)$.

Типичный профиль $\mathcal{I}(x)$, по данным Мурманской станции, любезно предоставленный нам Зайцевой, приведен на рис. 76, а. Рисунок иллюстрирует такие характерные черты $\mathcal{I}(x)$, как относительно медленное спадание яркости сияний от

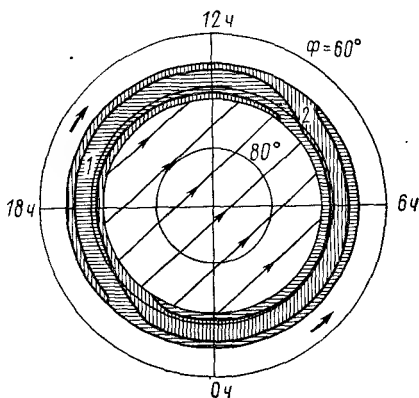


Рис. 77. Распределение поля поляризации аврорального электроджета при учете продольных токов.

Поле E направлено к полюсу (штриховка 1) и к экватору (штриховка 2).

максимума $\mathcal{I}$ к югу и значительно более быстрое спадание $\mathcal{I}(x)$ к северу.

На рис. 76, б показана величина $d\mathcal{I}/dx$, пропорциональная согласно равенству (170) интенсивности продольных токов. Видно, что области максимального тока, втекающего в ионосферу и вытекающего из нее, разнесены приблизительно на 50 км.

На рис. 76, *в* показано распределение величины $\partial^2 \mathcal{J} / \partial x^2$, пропорциональной согласно (174) интенсивности поля поляризации. В общих чертах приведенная на рис. 76, *в* картина совпадает с результатами Коронити и Кеннела: ночью и утром в области максимума яркости дуги поле E_x направлено на юг (западный электроджет), южнее и севернее этой области, но, не выходя за пределы дуги сияний, поле направлено на север (восточные токи). Однако, в отличие от модели [54], на рис. 76, *в* поле, направленное на север, заметно интенсивнее у приполюсной границы области аномальной ионизации и вполне соизмеримо с интенсивностью поля южного направления в области электроджета. Но поскольку проводимость ионосферы в области основного (южного) поля максимальна, интенсивность западных токов оказывается существенно больше, чем восточных.

Итак, мы видим, что присутствие продольных токов значительно усложняет структуру аврорального электроджета и в особенности электрических полей в области зоны сияний. Что же касается полей поляризации вне электроджета, то их интенсивность, как и ранее, определяется конфигурацией зоны аномальной ионизации (в частности, вытянутостью эллипса) и к ним вполне применимы все результаты, полученные ранее (см. рис. 72—75), с учетом того, однако, что под интенсивностью электроджета теперь следует понимать алгебраическую сумму западного и восточного токов в зоне сияний.

Учитывая все вышесказанное, общую схему распределения ионосферного поля поляризации, представленную на рис. 75, *а*, следует модифицировать, придав ей вид, соответствующий рис. 77.

Характерной чертой представленной на этом рисунке схемы является резкое обращение меридиональной компоненты поля поляризации вблизи северной и южной границ аврорального электроджета.

§ 2. ТИПЫ ТОКОВЫХ СИСТЕМ *DPI*

Рассмотрев основные закономерности возможного распределения электрических полей магнитосферного и ионосферного происхождения, мы можем перейти к исследованию различных моделей токовых систем, предложенных для объяснения наблюдаемых на поверхности Земли возмущений геомагнитного поля.

В гл. III мы обсудили различные варианты ионосферных токовых систем, ответственных за возмущения типа *DPI*. При этом мы указали на то, что эти токовые системы построены в предположении, что они целиком локализованы в ионосфере. Однако, как мы только что видели, такое предположение далеко не очевидно и токи, текущие в ионосфере, могут частично или полностью замыкаться в магнитосфере. Таким образом, рассмотренные в гл. III токовые системы представляют собой не более чем эффективные или эквивалентные системы, в то время как реальные

токи образуют, скорее всего, трехмерную систему, включающую в себя токи, текущие вдоль силовых линий магнитного поля. В настоящее время предложено несколько таких систем, отличающихся друг от друга по конфигурации как продольных токов, так и токов, текущих непосредственно в ионосфере.

По-видимому, большинство обсуждаемых в настоящее время токовых систем *DP1* может быть сведено к следующим моделям:

1. Классическая токовая система геомагнитных бухт Силсби и Вестина (рис. 78, *а* из [80]). Построенная в соответствии с представлениями о физике ионосферы, господствовавшими в свое

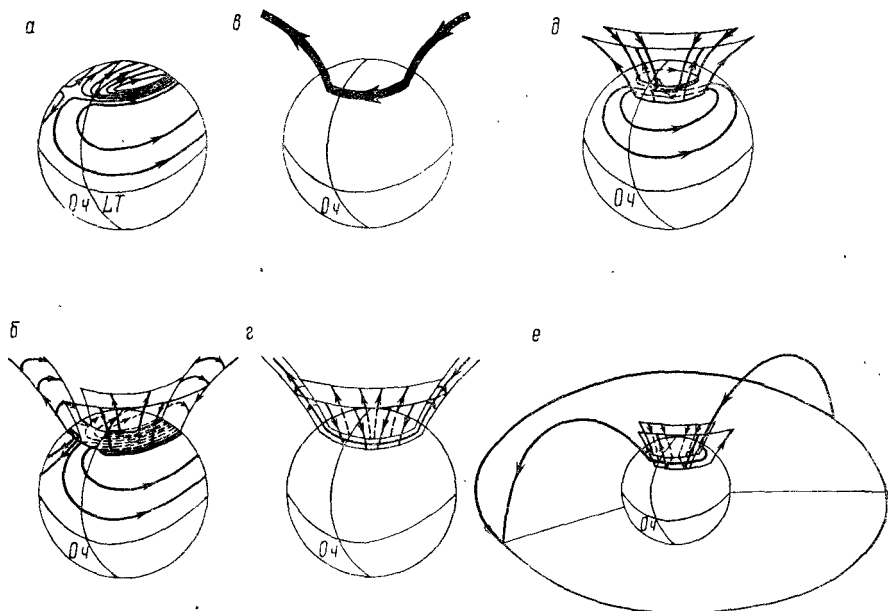


Рис. 78. Основные модели токовых систем *DP1*:

а — модель Силсби — Вестина; *б* — модифицированная модель Силсби — Вестина; *в* — модель Биркеланда; *г* — модифицированная модель Биркеланда; *д* — модель Бострёма; *е* — модель Хепнера.

время, эта модель предполагает, что токи, ответственные за поле геомагнитных бухт, целиком текут в ионосфере и соответственно вызываются какими-то внутриионосферными процессами.

Поскольку продольные токи в этой модели отсутствуют, поле поляризации в ионосфере должно определяться закономерностями, изложенными в § 1 гл. IV. Дополнительно к перечисленным в этом разделе закономерностям укажем, что в модели Силсби и Вестина поле поляризации должно существовать не только в высоких широтах, но также и в средних и низких. При этом в ночные — утренние часы поле поляризации должно быть направлено на восток, а в дневное время — на запад.

2. Учитывая рассмотренную в § 1 гл. IV возможность возникновения продольных токов, частично снимающих поле поляризации в ионосфере, и связанную с этими токами сложную структуру аврорального электроджета (рис. 75), токовую систему Силсби и Вестина следует модифицировать рис. 78, б. При этом продольные токи и поля поляризации должны подчиняться закономерностям, описанным в § 1 (см. с. 139), т. е. продольные токи образуют систему, подобную бострёмовской (рис. 78, д), но текут в противоположном направлении (токи Фукушима); в области западного электроджета поле E_p почти перпендикулярно к току и направлено на юг; вблизи приполюсной и приэкваториальной границ электроджета поле E_p меняет знак, в особенности четким это изменение знака должно быть вблизи приполюсной границы зоны сияний; в полярной шапке поле значительно слабее, чем в области электроджета, и направлено с вечерней стороны Земли на утрен-

Параметры электрического

Модель	Компоненты поля E в области западного электроджета, мВ/м		$\psi = \arctg E_s/E_w$ в области западного электроджета, град.	Зональная компонента поля (E_w) в средних широтах, мВ/м
	меридиональная (E_s)	зональная (E_w)		
Силсби и Вестина	20—40 *	— (1 ÷ 5) *	80—90 *	1—5 *, ночью на восток
Модифицированная Силсби — Вестина	20—40	— (1 ÷ 5)	~ 90	1—5, ночью на восток
Биркеланда	20—40 *	10—20 *	60—70	10—20 *, ночью на запад
Модифицированная Биркеланда	20—40	10—20	60—70	10—20, ночью на запад
Бострёма	20—40	— (1 ÷ 5) *	~ 90	1—5 *, ночью на восток
Хеппнера	20—40	—	~ 90	—
Эксперимент	10—100 [25, 26, 37, 38, 42, 52, 59, 60, 63—65]	Около нуля [37, 43—50]; 20 [51, 52, 64]	~ 90 [43, 45, 48]; 60 ÷ 70 [51, 52, 64]	0,3—4 [77]; ночью на запад, днем на восток [73]; ночью на восток, днем на запад [15]

Примечание: Звездочкой обозначен случай, когда данный параметр речит модели. Знак «плюс» или «минус» в 8—12 столбцах таблицы означает,

нюю; в средних широтах существуют токи растекания и поле поляризации, направленные в ночные часы на восток, в дневные часы — на запад.

3. Система токов, предложенная Биркеландом (рис. 78, в из [22]). Эта система, как видно из рисунка, включает в себя продольные токи, втекающие и вытекающие из ионосферы вблизи концов электроджета вдоль силовых линий геомагнитного поля. Механизм генерации продольных токов Биркеландом, естественно, не рассматривался. В соответствии с современными представлениями это могут быть, например, токи замыкания частичного DR -тока или проникающие из солнечного ветра поляризационные токи. Согласно этой модели, токи растекания аврорального электроджета отсутствуют, а среднеширотные бухты определяются полем продольных токов. При этом электрическое поле (его зональная компонента) направлено на запад в ночные и утренние

Таблица 2

поля и токов в ионосфере

Поле в полярных шапках, мВ/м	Продольные токи типа		Изменение знака E_s у границ электроджета		Продольная компонента поля $E_{ }$, соизмеримая по величине с $E_{\perp}$
	бострёмовских	фукунимовских	северной	южной	
1—5 *, вечер — утро	—*	—*	—*	—*	—*
1—5, вечер — утро	—	+	+	+	+
10—20 *, утро — вечер	—*	—*	—*	—*	?
10—20, утро — вечер	—	+	+	—	+
1—5 *, вечер — утро	+	—	—*	—*	?
—	+	—	—*	—*	—
1, 1—4, 0, утро — вечер [25, 26, 38, 42, 59, 60]	+	+	+	+	+
	[19]	[27, 28, 29]	[25, 26, 38, 47]	[37, 38]	[52, 53, 65]

авторами модели не рассматривался, однако указанная величина не противостоит данному явлению имеет или соответственно не имеет место.

часы и на восток — в дневные и вечерние часы. Меридиональная компонента E_p в области электроджета в модели Биркеланда отсутствовала; однако в соответствии с современными представлениями она может появляться, обеспечивая существование каулинговской проводимости в области электроджета.

4. Модифицированная модель Биркеланда, учитывающая возможность существования продольных токов типа фукушимовских, приведена на рис. 78, г. Распределение поля E в этой модели характеризуется следующими особенностями: а) в области западного электроджета поле направлено на юго-запад, причем $E_s/E_w \approx 2 \div 3$; б) в средних широтах и полярных шапках поле E в ночные часы направлено на запад; в) продольные токи представляют собой сочетание биркеландовских и фукушимовских токов.

Во всех рассмотренных моделях предполагалось, что первичное поле E_0 , ответственное за генерацию токовой системы, направлено по параллели, тогда как меридиональное поле, существующее в области электроджета, представляет собой вторичное поле, возникающее в результате поляризации ионосферной плазмы. В то же время существует ряд гипотез, предполагающих, что именно меридиональное поле является первичным.

5. Одной из наиболее характерных моделей, основанных на этом предположении, является пятая модель [23] (Бострёма), согласно которой поле E , перпендикулярное к электроджету, вносится из магнитосферы и поддерживается токами, втекающими в ионосферу вблизи северной (в случае западного электроджета) границы и вытекающими из нее вблизи южной границы зоны сияний (рис. 78, д). Продольные токи замыкаются в ионосфере токами Педерсена, текущими поперек зоны, но поскольку на поверхности Земли магнитное поле всей этой системы равно нулю, возмущение магнитного поля всецело определяется холловскими токами электроджета и, следовательно, перпендикулярно к последнему.

Природа магнитных возмущений в средних широтах и в полярных шапках в работе [23] не рассматривалась. Тем не менее, учитывая, что любой стационарный ток должен быть замкнутым, среднеширотные бухты и возмущения в полярных шапках в рамках модели Бострёма можно объяснить эффектом ионосферных токов растекания аврорального электроджета. В целом распределение поля поляризации в модели Бострёма соответствует таковому в модели Силсби—Вестина.

6. Однако поле поляризации, направленное в ночное время с запада на восток, должно существенно уменьшать интенсивность аврорального электроджета (см. § 1 гл. IV). В связи с этим несомненный интерес представляет токовая система, предложенная Хепплером и др. [50], в которой авроральный электроджет замыкается не через плохопроводящую ночную ионосферу, а через магнитосферу посредством частичного кольцевого тока (рис. 78, е). В этом случае продольные токи образуют систему токов Биркеланда и

Бострёма, поле E при этом должно существовать лишь в области электроджета, а магнитные возмущения в средних широтах и в полярных шапках объясняются, как и в модели Биркеланда, полем продольных токов, замыкающих электроджет. Однако сам механизм замыкания авроральных токов через магнитосферу представляется, как уже говорилось раньше (см. § 1, гл. IV), весьма маловероятным.

Основные характеристики продольных токов и электрических полей в ионосфере, соответствующие рассмотренным выше моделям, суммированы в табл. 2, из которой видно, что они отличаются друг от друга не менее чем по двум признакам. Это дает основание надеяться, что достаточно корректное и целенаправленное проведение эксперимента позволит сделать уверенный выбор наиболее реальной из рассмотренных моделей.

§ 3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ИОНОСФЕРЕ

Анализ и сопоставление прямых методов измерения электрических полей в ионосфере даны в обзоре Мейнарда [59], результатами которого мы в значительной степени и воспользуемся.

Одним из наиболее широко распространенных методов измерения электрических полей в ионосфере является разработанный в институте имени Макса Планка (г. Мюнхен) метод, основанный на анализе движения бариевых облаков, запускаемых на высоты ионосферы с помощью ракет. Интенсивность электрического поля в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля, определяется выражением

$$E_{\perp} = \frac{(1 + \lambda^*) B}{2c} \left\{ \left[\frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{v}_{\perp} \right] + \frac{1}{k} (\mathbf{v}_{\perp} - \mathbf{v}_{n, \perp}) + \right. \\ \left. + \frac{\lambda^* - 1}{\lambda^* + 1} \left[\mathbf{v}_n \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right] \right\}, \quad (175)$$

где λ^* — отношение интегральной (по высоте) педерсеновской проводимости силовой трубки, занятой бариевым облаком, к проводимости окружающей ионосферы; $k = \omega_i / \nu_i$ — отношение gyro-частоты ионов к частоте их столкновений с нейтральными частицами; $\mathbf{v}_{\perp}$ — скорость дрейфа облака; $\mathbf{v}_n$ — скорость нейтрального ветра.

На высотах 200—300 км, где обычно производится выброс паров бария, $k \gg 1$, и если возмущение проводимости ионосферы, обусловленное присутствием дополнительных ионов Ba^+ , невелико, т. е. $\lambda^* \approx 1$, то

$$E_{\perp} = (1/c) (\mathbf{B} \times \mathbf{v}_{\perp}). \quad (175 \text{ a})$$

Таким образом, наблюдая движение облаков Ba^+ и, следовательно, зная $\mathbf{v}_{\perp}$, можно получить величину $E_{\perp}$. Очевидным преимуществом этого метода измерения $E_{\perp}$ являются его простота,

надежность, хорошее разрешение в пространстве и возможность проведения относительно длительных наблюдений в одной и той же области ионосферы (скорость движения бариевого облака много меньше скорости движения спутников и ракет). Некоторым недостатком этого метода является то, что наблюдение свечения Ba^{+} возможно лишь во время сумерек, т. е. в довольно специфических условиях. Однако в высоких широтах, где в зависимости от сезона сумерки приходятся на самое разное время суток, этот недостаток оказывается несущественным. Значительно более важными представляются следующие обстоятельства. При выводе формул (175) и (175 а) предполагалось, что проводимость плазмы вдоль силовых линий настолько велика, что силовые линии геомагнитного поля можно считать эквипотенциальными, так что поле $E_{\perp}$, измеренное на высоте слоя $F2$, совпадает с полем $E_{\perp}$ на высоте токонесущего слоя ($h \approx 100 \div 130$ км). В действительности же это не совсем так. В самом деле, как было показано выше, лишь крупномасштабные поля с характерными размерами порядка сотен и десятков километров передаются из одного слоя ионосферы в другой без существенного искажения, в то время как мелкомасштабные поля ($\delta \leq 1$ км) затухают с высотой значительно быстрее. Таким образом, полученное по движению бариевых облаков поле совпадает с ответственным за генерацию токов в слое E полем лишь в том случае, если интенсивность локальных полей в области $F2$ много меньше интенсивности крупномасштабного поля. Эти условия, по-видимому, удовлетворяются в средних широтах (в этой области ионосфера на уровне 200—300 км достаточно однородна, так что интенсивность локальных магнитных полей мала) и в авроральной ионосфере (в этой области интенсивность крупномасштабных полей составляет десятки милливольт на метр, т. е. достаточно велика), но вряд ли выполняются в полярной шапке, в особенности ночью, где, как говорилось в § 1 гл. IV, интенсивность локальных полей в неоднородностях ионизации, движущихся вместе с нейтральным ветром, может достигать 10 мВ/м и более. Последнее предположение отчасти подтверждается данными наблюдений на спутниках *OVI-10* и *OGO-6* [60], обнаруживших в полярных шапках низкочастотные ($f \approx (3 \div 30)$ Гц) вариации поля E с амплитудой δE до единиц милливольт на метр, связанные, по мнению авторов [60], с быстрым движением спутника через неоднородную ионосферу с поперечными размерами неоднородностей $\delta \approx (0,2 \div 2)$ км. Таким образом, следует быть чрезвычайно осторожным, привлекая результаты локальных измерений электрических полей в слое $F2$ для анализа токовых систем в полярных шапках.

Из анализа скорости движения ионов Ba^{+} (на этот раз вдоль магнитного поля) можно сделать некоторые выводы не только об интенсивности $E_{\perp}$, но и о величине продольной компоненты поля E [43, 59]. Однако результаты такого анализа в значитель-

ной степени зависят от модели ионосферы, в частности, от принимаемой при расчетах подвижности ионов в направлении, параллельном B_0 . Так, например, если в качестве продольной проводимости принять ее классическую величину, то $E_{\parallel}$ оказывается равным десяткам микровольт на метр, т. е. на три порядка меньше $E_{\perp}$ [43, 59, 61]. В то же время, учитывая возможность развития плазменных不устойчивостей и соответственно аномального сопротивления, можно получить величину $E_{\parallel}$, вполне соизмеримую с величиной $E_{\perp}$ [46]. В связи с этим следует, по-видимому, согласиться с выводом Хэрнделя [46] о том, что движущиеся барьерные облака являются довольно ненадежным средством для определения величины $E_{\parallel}$.

Одновременно с развитием рассматриваемого выше метода измерения поля $E_{\perp}$ по движению барьерных облаков широкое распространение получили также и прямые измерения поля E в ионосфере с помощью двойных зондов, устанавливаемых на ракетах и искусственных спутниках Земли. Безусловным преимуществом этого метода является его независимость от времени суток или сезона, а также возможность измерения поля E как в непосредственно интересующей исследователя области ионосферы (в случае зондов, устанавливаемых на ракетах), так и получение глобального распределения электрического поля (в случае спутниковых наблюдений).

Недостатками этого метода являются, прежде всего, невозможность (вследствие быстрого движения спутника или ракеты) уверенного разделения пространственных и временных вариаций поля E , а также обусловленная чисто техническими причинами (Кауфман и Гарнет [26] и Мейнард [59]), недостаточная в ряде случаев точность измерения. Первый из этих недостатков практически полностью снимается в модификации метода измерения электрического поля с помощью двойных зондов, состоящей в том, что измерительная аппаратура устанавливается не на ракете или искусственном спутнике, а на баллонах (Мозер [63]), которые могут оставаться практически на одном месте в течение длительных периодов времени. Кроме того, находясь на высоте 30—40 км, т. е. достаточно далеко от исследуемой области ионосферы, установленные на баллонах датчики измеряют в основном интегральные или крупномасштабные поля с характерными размерами порядка сотен километров. Вместе с тем, находясь в пределах нейтральной атмосферы, обладающей собственными весьма интенсивными электрическими полями, баллонные измерения E целиком включают в себя погрешности, определяемые флуктуациями полей атмосферного происхождения.

Для того чтобы оценить интенсивность возможных помех, рассмотрим несколько детальнее предложенную Мозером методику разделения полей атмосферного и ионосферного происхождения [63].

Пусть атмосфера Земли представляет собой среду с чрезвычайно малой, но все-таки не равной нулю проводимостью, уве-

ливающейся с высотой z по закону $\sigma = \sigma_0 \exp z/H$, где H — высота однородной атмосферы. Считая поле E безвихревым (т. е. $\text{rot} E = 0$ и $E = -\nabla \varphi$), из условия непрерывности плотности тока $\text{div } j = 0$, где $j = \sigma E$, получаем в случае плоской Земли следующее уравнение для электростатического потенциала:

$$\sigma_0 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0. \quad (176)$$

Решение этого уравнения при заданных на поверхности Земли ($z = 0$) граничных условиях определяет величину поля E на высоте баллона. Так, например, при $E_z(z = 0) = E_0$; $E_z(z = \infty) = 0$ и $E_x = E_y = 0$

$$E_z(z) = E_0 \exp(-z/H). \quad (176a)$$

Из равенства (176a) следует, что при $E_0 = 300$ В/м на высоте 30 км $E_z = 5$ В/м.

При выводе равенства (176a) предполагалось, что поле E_0 на поверхности Земли является постоянным. Если же E_0 неоднородно, так что, например, $\partial E_0 / \partial x \neq 0$, то появляется соответствующая компонента горизонтальной составляющей поля, которая связана с горизонтальным градиентом E_z уравнением Максвелла: $\text{rot } E = 0$, откуда

$$\partial E_z / \partial x = \partial E_x / \partial z. \quad (177)$$

В простейшем случае граничные условия можно задать в виде

$$E_z(z=0) = E_0 + E_1 \frac{x}{H}; \quad E_z(z=\infty) = 0; \quad E_x(z=\text{const}) = \text{const}.$$

Тогда решением уравнения (176) при учете (177) является

$$\begin{aligned} E_z(z) &= \left(E_0 + E_1 \frac{x}{H} \right) \exp\left(-\frac{z}{H}\right), \\ E_x(z) &= E_1 \exp\left(-\frac{z}{H}\right). \end{aligned} \quad (177a)$$

Для того чтобы оценить соотношение между интенсивностью горизонтальной и вертикальной компонент электрического поля атмосферного происхождения, напомним, что нормальная суточная вариация величины поля E_0 в спокойный день составляет, например, на широте Ленинграда ($\varphi = 60^\circ$) около 150 В/м, откуда следует, что при $H = 7$ км $E_1 \approx 100$ мВ/м. Соответственно на высоте 30 км $E_x = 100 \cdot \exp(-30/7) \approx 2$ мВ/м, т. е. примерно на порядок меньше, чем интенсивность поля E в ионосфере.

Интенсивность крупномасштабного ($\delta \gg H$) поля ионосферного происхождения на высоте баллонов может быть найдена из тех же уравнений (176) и (177) при граничных условиях $E_z(z=0) = 0$; $E_x(z=z_0) = E_2$; $E_y = 0$; в этом случае при $z < z_0$

$$E_x(z) = E_2 \frac{1 - \exp(-z/H)}{1 - \exp(-z_0/H)}, \quad (178)$$

и при $z \gg H$ (что соответствует высотам баллонов) $E_x \approx E_2$, т. е. поле E_2 передается на высоты баллонов без существенного затухания и составляет десятки милливольт на метр (§ 4 гл. IV).

Итак, мы видим, что в спокойных условиях интенсивность горизонтальной компоненты поля (E_x) ионосферного происхождения на высотах баллонов в авроральной зоне должна существенно превышать интенсивность поля E_x атмосферного происхождения.

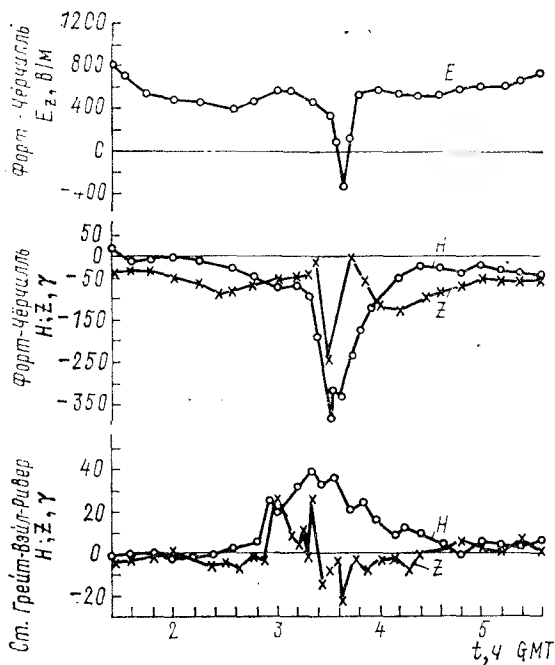


Рис. 79 Вариации интенсивности геомагнитного поля на станциях Форт-Чёрчилль и Грейт-Вэйл-Ривер и интенсивности электрического поля в Форт-Чёрчилль [71].

Однако во время гроз и других атмосферных возмущений пространственные градиенты E_z и соответственно интенсивность E_x могут возрасти на несколько порядков. Так, например, в обзоре Мозера (рис. 7 из [63]) приводятся данные, когда E_x на высоте 25 км достигало 7 В/м, что на три порядка превосходит его обычную величину.

В связи с существованием столь сильных помех чрезвычайно важным является указанный Мозером критерий, позволяющий различать поля атмосферного и ионосферного происхождения. Этот критерий состоит в том, что для полей атмосферного происхождения в нормальных условиях $E_z/E_x \approx E_0/E_1 \gg 1$, тогда как для ионосферного поля $E_z/E_x < 1$. Тем не менее во время

достаточно интенсивных возмущений атмосферы выделение поля ионосферного происхождения на фоне сильных помех представляется затруднительным. В связи с этим Мозер рекомендует при выделении поля E_2 учитывать корреляцию последнего с другими геофизическими явлениями, например с интенсивностью геомагнитных бурь. Однако такого рода сопоставления усложняются следующим обстоятельством. На рис. 79, по данным [71], показана вариация E_z на поверхности Земли в зоне сияний во время геомагнитного возмущения. На рисунке видно, что умеренная ($\delta H \approx -300\gamma$) буря в геомагнитном поле сопровождалась четко выраженной и весьма интенсивной ($\delta E \approx 800\text{В/м}$) бурей в электрическом поле. Природа этого возмущения неясна, но если оно действительно имеет место, то должно сопровождаться на высоте баллонов вариацией E_x с амплитудой не менее 10 мВ/м (см. выражение (177а)), что необходимо учитывать при анализе данных баллонных измерений поля E .

§ 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ПРОДОЛЬНЫХ ТОКОВ В ИОНОСФЕРЕ

Рассмотрев основные способы измерения электрических полей в ионосфере, обратимся теперь к результатам этих измерений и попытаемся выяснить, какую модель $DP1$ (см. рис. 78) и в какой степени эти результаты опровергают или подтверждают.

Подробный анализ накопленных к настоящему времени данных различных методов содержится в обзорах Хэрнделя [43], Хеппера [47—49], Кауфмана и Гарнета [26] и Мозера [63]. Поэтому мы не будем повторять всех выводов, полученных этими методами, но обратим основное внимание на те моменты, которые представляются нам решающими при выборе наиболее реальных токовых систем (см. табл. 2).

Поле $E_\perp$ в области электроджета. На рис. 80, по данным [46], показаны (в невращающейся системе отсчета) траектории движения облаков Ba , запущенных в различное время суток на разных широтах. Из рисунка видно, что в авроральной области движение облаков Ba направлено в основном вдоль параллелей, т. е. поле E в ионосфере направлено преимущественно по меридиану: на юг в области западного электроджета и на север — в области восточного. Аналогичные результаты получены также с помощью зондов, устанавливаемых на ракетах [51, 65], спутниках [25, 26, 38, 42, 48] и на баллонах [63].

Характерной особенностью поля $E_\perp$ в авроральной зоне является то, что в большинстве случаев оно почти строго перпендикулярно к токам электроджета [37, 43—45, 50]. В более наглядной форме этот результат иллюстрируется рис. 81, на котором показан

азимут δ_H вектора δT_H в зависимости от азимута δ_E вектора δE (азимут отсчитывается от направления на север по часовой стрелке). Видно, что в среднем величина δ_H отличается от величины δ_E не более чем на 10° .

На значительно большем материале анализ был проведен Харенделем [45]. В результате автор пришел к выводу, что поле E не вполне перпендикулярно к электроджету, при этом знак зональной компоненты поля (E_w) зависит от знака его меридиональной составляющей (E_s) таким образом, что поле южного (или северного)

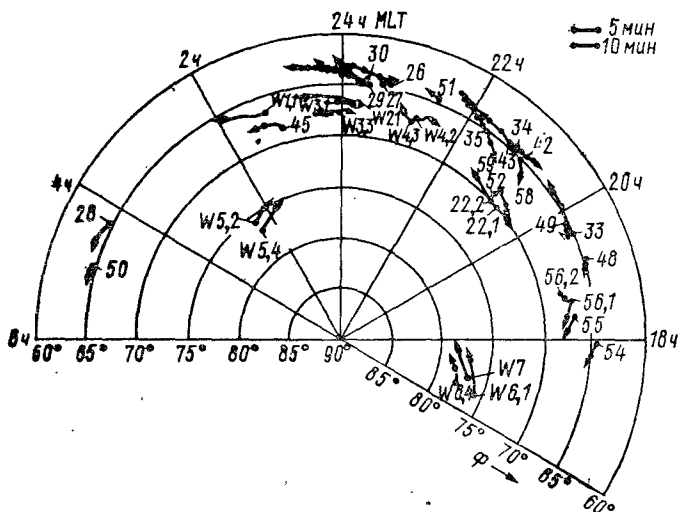


Рис. 80. Траектории движения бариевых облаков (в не вращающейся системе отсчета) [46]:

Цифры и буквы у траекторий соответствуют определенным запускам.

направления сопровождается E_w , направленной на запад (или соответственно на восток). При этом средняя величина $E_w/E_s \leq 0,1$. Если отказаться от маловероятного предположения о чисто холловской проводимости ионосферы, то отмеченная особенность ориентации векторов j и E в области электроджета указывает, по-видимому, на то, что первичное поле E_0 в ионосфере либо меридионально, как это предполагается в моделях $DP1$ типа Бострёма или Хепшпера (см. рис. 78, ∂ , e), либо оно не является электростатическим по своей природе, как, например, в модифицированной модели Силсби и Вестина (см. рис. 78, $б$).

Абсолютная величина интенсивности поля E , связанная со скоростью дрейфа облаков V_a соотношением (175), составляет в среднем несколько десятков милливольт на метр и, как видно из рис. 80, существенно меняется от случая к случаю. При этом, если учесть, что наиболее возмущенным геомагнитное поле было

во время полетов № 43 ($K_p = 4^+$) и № 45 ($K_p = 3^+$), а наиболее спокойным — во время полетов № 22.1, 22.2, 27, 30 и 33 ($K_p \leq 1^+$), то можно заметить небольшую тенденцию к росту $E_{\perp}$ с увеличением уровня магнитной активности. Однако коэффициент корреляции между этими двумя величинами очень мал, в связи с чем автор работы [43] приходит к выводу, что вариации интенсивности тока в зоне спяний определяются, главным образом, изменениями проводимости ионосферы, а не поля E . Этот результат полностью совпадает с приведенными выше данными, полученными из анализа связи интенсивности геомагнитных возмущений с вариациями величины риометрического поглощения (Пудовкин и др. [12]; см. гл. III), и также может служить косвенным подтверждением внутриионосферного происхождения поля E .

Существенно иные результаты были получены по данным измерений электрического поля на баллонах. Так, например,

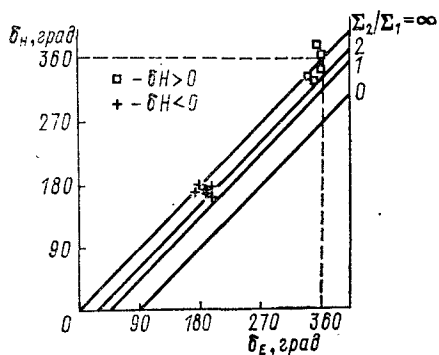


Рис. 81. Азимут вектора магнитного возмущения δ_H в зависимости от азимута вектора электрического поля δ_E [43].

согласно данным работы [52], во время изолированных бухт небольшой интенсивности ($K_p \approx 3$) величина западной компоненты поля (E_w) вполне соизмерима с величиной южной компоненты поля (E_s), что хорошо согласуется с требованиями модифицированной системы Биркеланда. При этом интенсивность поля $E_{\perp}$ растет с уровнем магнитной активности (Мозер и Серлин [66]). Однако выше мы отмечали, что данные измерения поля $E_{\perp}$ на баллонах подвержены сильным помехам со стороны атмосферного электричества и поэтому кажутся менее достоверными, чем результаты других методов (см. § 5 гл. IV).

В связи с этим, поскольку имеющиеся данные относительно ориентации поля E в области электроджета оказываются противоречивыми и не позволяют сделать уверенного выбора между обсуждаемыми моделями DPI , попытаемся привлечь дополнительные данные для выяснения этого вопроса. Из табл. 2 (6-й столбец) видно, что одним из признаков, позволяющих различить указанные модели, является факт существования (или отсутствия) поля E в средних широтах и его направление.

Поле E_w в средних широтах. Непосредственные измерения поля E в средних широтах затруднены тем обстоятельством, что его интенсивность в этой области, как мы видели, весьма мала — часто за пределами чувствительности аппаратуры, устанавливаемой на ракетах и спутниках. Наблюдения же с помощью

бариевых облаков возможны, как говорилось выше, лишь во время сумерек, что соответствует в средних широтах вечерним и утренним часам, мало интересным с точки зрения рассматриваемой проблемы. В связи с этим понятны многократные попытки оценить интенсивность электрического поля в среднеширотной ионосфере по каким-либо косвенным данным. К числу таких попыток относится, прежде всего, исследование вариаций параметров среднеширотного слоя $F2$ во время суббури. Однако ввиду того, что поведение возмущенного слоя $F2$ само по себе еще не совсем понятно, интерпретация полученных этим методом результатов представляется далеко не однозначной.

Значительно более четкие результаты могут быть получены из наблюдения скорости дрейфа ионосферных неоднородностей (Балсли и Вудман [21], Вудман [84], Эванс [34]). Дополнительные исследования ионосферных дрейфов с целью обнаружения электрических полей, связанных с развитием авроральной суббури, были выполнены, по данным Балсли и Вудмана [21], Пудовкиным и Ватака [74]. В результате было показано, что скорость дрейфа неоднородностей ионизации на экваториальной ($\Phi = 1^\circ$) обсерватории Джикамарка, действительно, зависит от уровня магнитной активности. Это обстоятельство свидетельствует о том, что во время геомагнитных возмущений в низкоширотной ионосфере появляется дополнительное электрическое поле.

Каковы же возможные источники этого поля? На рис. 82 показана средняя суточная вариация западной компоненты дополнительной скорости ($\delta v = v_D - v_Q$) ионосферных дрейфов, где v_D и v_Q — скорость дрейфа соответственно в возмущенные и спокойные дни, положительные значения δv соответствуют дрейфу неоднородностей на запад. Принимая во внимание, что западная компонента электрического поля связана с западной компонентой скорости дрейфа соотношением $E_x(\text{В/м}) = -5,9 \cdot 10^{-6} v(\text{м/с})$ (Балсли и Вудман [21]), можно видеть, что геомагнитные возмущения вызывают в приэкваториальной ионосфере дополнительные электрические поля с интенсивностью до 1 мВ/м, направленные в 17—1 ч LT на запад и в 1—7 ч LT — на восток. Электрическое поле, направленное таким образом, подтверждает существование среднеширотных токов замыкания и противоречит модели Биркеланда.

Интересно отметить, что, согласно данным Бурдо [4], геомагнитные бухты в низких широтах меняют свой знак именно в 1 ч LT . Такое соответствие знака геомагнитных возмущений и скорости ионосферных дрейфов вряд ли может быть случайным и позволяет надеяться, что токи, вызываемые указанным на рисунке электрическим полем, могут быть ответственными за поле низкоширотных геомагнитных бухт.

Интересное явление наблюдается в 9—17 ч LT , когда дополнительное электрическое поле направлено на восток. Это поле, по-видимому, не связано с токами растекания аврорального электротока и может объясняться или усилением общепланетарной

циркуляции атмосферы во время бури и соответственно интенсификацией S_q -поля, или проникновением в ионосферу поля магнитосферного происхождения [70]. Последнее предположение кажется более вероятным, ибо именно в указанном секторе низкоширотной ионосферы наблюдается третий (экваториальный) вихрь DP2-вариации (см. § 5 гл. III), интенсивность которого явно зависит от интенсивности межпланетного магнитного поля (Трошичев и др. [82]).

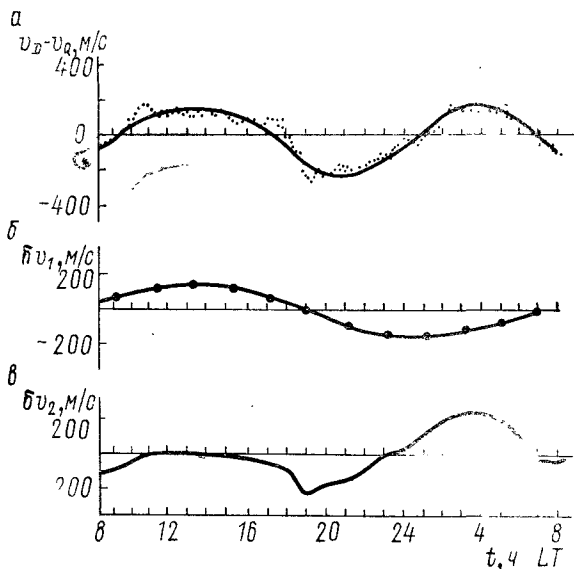


Рис 82. Суточная вариация скорости дополнительного дрейфа ионосферных неоднородностей [16]:

$a - v_D - v_Q$; — составляющая скорости дополнительного дрейфа ионосферных неоднородностей dv_1 , обусловленная электрическим полем магнитосферного происхождения; $в$ — составляющая dv_2 , обусловленная электрическим полем поляризации аврорального электроджета.

Сплошная кривая на рис. a — усреднение по экспериментальным данным (точкам).

Однако независимо от природы этого поля оно не может быть ограничено (в рассматриваемом нами квазистационарном случае) только дневной ионосферой и должно существовать также и на ночной стороне Земли, где оно должно быть направлено соответственно на запад. Таким образом, представленное на рис. 82, a поле должно быть разложено на две компоненты: поле магнитосферного (рис. 82, б) и ионосферного (рис. 82, в) происхождения. Интенсивность обеих компонент оказывается одного порядка (около 1 мВ/м), хотя поле ионосферного происхождения, по-видимому, несколько (раза в два) интенсивнее магнитосферного поля.

Еще одна попытка обнаружить электрическое поле полярного возмущения в средних широтах была предпринята в работе [15].

Основная идея этой работы состоит в следующем. Во время достаточно интенсивных хромосферных вспышек на Солнце на магнитограммах среднеширотных станций наблюдаются характерные возмущения с амплитудой в несколько десятков гамм и длительностью порядка нескольких десятков минут — так называемые „кроше“. Эти возмущения обусловлены дополнительной ионизацией среднеширотной ионосферы волновым излучением Солнца и представляют собой по сути дела кратковременное усиление S_q -токов. Допустим теперь, что кроше развиваются не на фоне спокойной S_q -вариации, а на фоне геомагнитной бухты. В этом случае форма токовой системы кроше должна быть различной в зависимости от того, какова реальная форма токовой системы бухты. В самом деле, если в действительности реализуется токовая система типа, указанного на рис. 78, *е* (модель Хеппнера), в которой сама бухта в средних широтах является эффектом удаленных от точки наблюдения биркеландовских токов, тогда как токи растекания и соответственно электрическое поле возмущения (δE) в средних широтах отсутствуют, то форма кроше и его токовая система во время бухты должны быть такими же, как и в ее отсутствие. Если же реализуется модель Биркеланда (см. рис. 78, *в*, *г*), то поле δE в средних широтах уже не равно нулю и направлено в сторону, противоположную эквивалентным токам растекания. В этом случае направление вектора δT_H (кроше) во время бухты должно отличаться от направления δT_H (кроше) в спокойных условиях, поворачиваясь в сторону, противоположную направлению вектора δT_H (бухты). И, наконец, если в действительности имеет место токовая система типа классической или модифицированной системы Силсби и Вестина (см. рис. 78, *а*, *б*) или Бострёма (см. рис. 78, *д*), в которых возмущение в средних широтах определяется реальными токами растекания и связано с возникновением электростатических полей в средних широтах, токовая система кроше во время бухты должна существенно отличаться от таковой в спокойных условиях, причем в те часы местного времени, когда $|\delta T_H \text{ (бухты)}| \gg |\delta T_H(S_q)|$, вектор возмущения δT_H (кроше) должен по своему направлению приблизиться к вектору δT_H (бухты). Таким образом, анализ токовой системы кроше, развивающегося на фоне бухты, принципиально позволяет сделать выводы о токовой системе самой бухты. Реальное распределение поля δT_H (кроше) во время бухты и в спокойных условиях показано на рис. 83, *а*, *б* соответственно. На этих же рисунках показано распределение векторов $\delta T_H(S_q)$ в соответствующий момент мирового времени. Кроме того, на рис. 83, *а* показано распределение поля δT_H (бухты), на фоне которой развивалось кроше. Непосредственно из рисунка видно, что в спокойных условиях поле кроше действительно очень близко по направлению к полю S_q -вариации. Во время бухты распределение векторов δT_H (кроше) оказывается существенно иным и соответствует суперпозиции полей бухты и S_q -вариации. Этот результат достаточно убедительно свидетельствует о том, что

электрические поля и токи растекания аврорального электроджета реально существуют в средних широтах и, следовательно, в действительности имеет место токовая система типа, указанного на рис. 78, а, б или 78, д.

Этому выводу, помимо упомянутых выше данных измерения поля E на баллонах [52, 64], противоречат также, по мнению Хэрнделя [43], результаты экспериментов Розенберга и Беста с бариевыми облаками, в ходе которых было показано, что даже

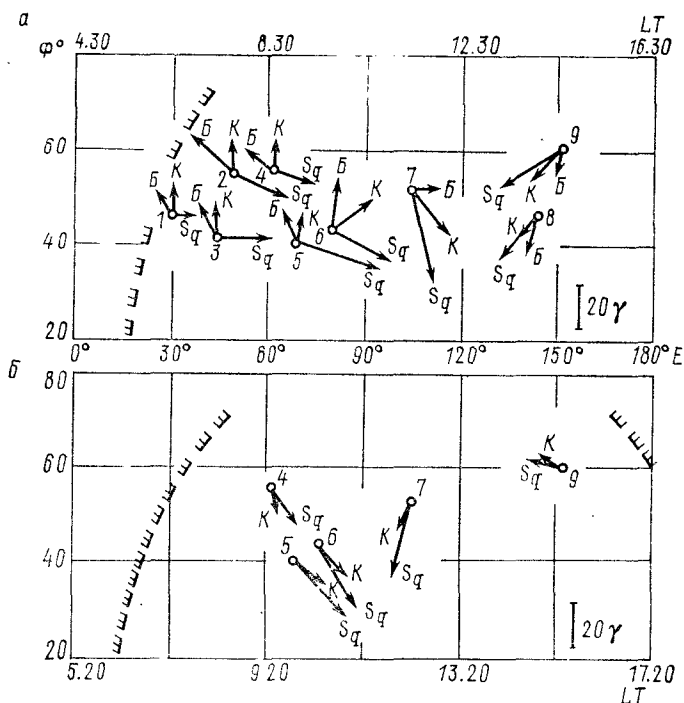


Рис. 83. Распределение электрического поля «крюка» [15]:

а — во время геомагнитной бухты 26. II 1969 г.; б — в спокойных условиях 2. II 1969 г. Б — бухта; К — «крюк».

во время сильных возмущений ($K_p = 5^+$, 7^+) интенсивность электрического поля в средних широтах не возрастает. Нам, к сожалению, не известны детали экспериментов Розенберга и Беста, тем не менее, напомним еще раз, что наблюдения бариевых облаков в средних широтах возможны лишь в утренние и вечерние часы, когда интенсивность токов растекания и обуславливающего их электрического поля минимальна. Может быть, именно этим обстоятельством объясняется отрицательный результат опытов Розенберга и Беста.

Конфигурация продольных токов. Итак, исходя из особенностей распределения поля E в средних широтах, мы пришли к выводу,

что наиболее вероятными являются системы $DP1$, содержащие среднеширотные токи растекания аврорального электроджета, т. е. системы типа указанных на рис. 78, а, б, д. Для выяснения того, которая из этих систем наиболее близка к действительности, обратимся к анализу системы продольных токов, сам факт существования и направление которых являются достаточно надежным критерием, позволяющим различить указанные модели (см. 8-й и 9-й столбцы табл. 2).

Как показали многочисленные наблюдения на искусственных спутниках [19, 85] и на ракетах [18, 19, 29, 72], в области силовых линий геомагнитного поля, проходящих через авроральный овал и область электроджетов, наблюдаются флуктуации магнитного поля, свидетельствующие о существовании достаточно интенсивных продольных токов. В связи с этим система, представленная на рис. 78, а, не содержащая продольных токов, из дальнейшего рассмотрения выпадает.

Одной из первых работ, содержащих попытку определить систему продольных токов, была работа Армстронга и Жмуды [19], проанализировавших направление продольных токов во время сильного магнитного возмущения, наблюдавшегося в 15 ч UT 1. XI 1968 г. В результате выяснилось, что, двигаясь приблизительно вдоль меридиана 9 ч LT , на широте $\Phi = 61 \div 67^\circ$ спутник пересек область интенсивных продольных токов. При этом, судя по знаку δD , у приполюсной границы этой области наблюдались токи, втекающие в ионосферу, и у приэкваториальной границы — вытекающие из нее, что как будто подтверждает модель Бострёма—Хеппнера (см. рис. 78, б, е). Но рассмотрим работу [19] более внимательно. На рис. 84 показаны геомагнитные станции, данные которых использовались в работе, векторы δT_H и траектория спутника (пунктир). Прежде всего, измеренные Армстронгом и Жмуда токи наблюдались отнюдь не вблизи электроджета, а в области токов растекания последнего в полярной шапке, и связаны, скорее всего, с пересечением спутником дневного сектора аврорального овала, или дневного каспа, физические процессы в котором во многом отличны от процессов в авроральной зоне. В связи с этим не совсем ясно, насколько выводы, полученные в [19], могут быть справедливы применительно к электроджету. Во-вторых, если даже согласиться, несмотря на указанную неясность картины, с мнением авторов [19] и допустить, что в рассматриваемом случае имела место система токов типа бострёмовской, обращает на себя внимание следующее обстоятельство. Как следует из приводимых в [19] данных, интенсивность возмущения геомагнитного поля на высоте спутника (1100 км) составляла около 800γ, в то время как интенсивность возмущения на ближайшей наземной станции (Форт-Чёрчилль) не превышала 300γ, а если учесть величину фона, измеряемого на соседних станциях — даже 100γ. Таким образом, принимая во внимание, что интенсивность поперечных возмущений на высоте спутника в рассматри-

ваемом случае была близка к максимальной, можно полагать, что если продольные токи типа представленных на рис. 78, *д*, *е* и имеют место, то они могут быть ответственными лишь за весьма незначительную часть интенсивности наземных возмущений, что хорошо согласуется с теоретическими выводами работ [1, 2, 5, 13, 24].

Еще один эксперимент по определению направления продольных токов описан в работах [28, 29, 72]. Измерение магнитного поля с помощью ориентированного магнитометра, установленного

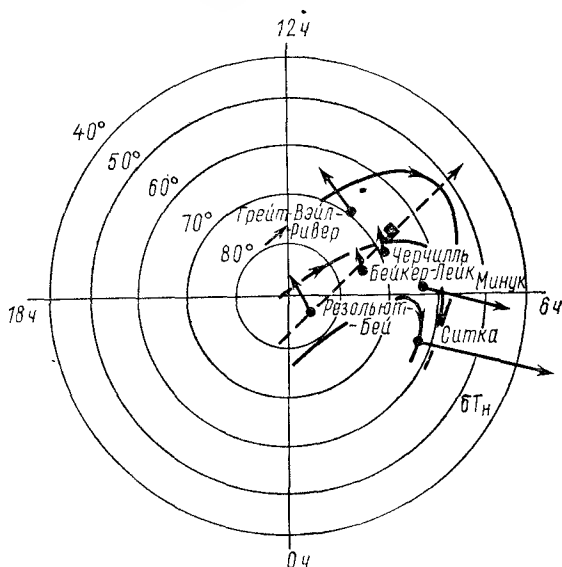


Рис. 84. Распределение векторов магнитного возмущения и плотности электрического тока во время бури 1. XI 1968 г. [19]:

Пунктир — траектория спутника; черным квадратиком на траектории показаны границы области, где были зафиксированы продольные токи.

на ракете, запущенной в область свечения однородной дуги, показало, что у южной границы западного электроджета небольшой интенсивности наблюдается ток, втекающий в ионосферу, а севернее электроджета — вытекающий из нее. Таким образом, направление продольных токов в этом случае оказывается противоположным описанному в работе Армстронга и Жмуды и соответствует модели, представленной на рис. 78, *б*, *г*. Однако эксперимент Клуэте и др. [28, 29, 72], к сожалению, также не решает рассматриваемой проблемы, поскольку интенсивность полярного возмущения во время полета составляла всего 35 γ , т. е. электроджета, собственно говоря, в это время еще не было.

Более благоприятной была геофизическая ситуация во время эксперимента 11. IV 1970 г. на ст. Черчилл [27], когда интенсивность отрицательной бухты достигала 150γ. Интенсивность продольного тока в этом случае измерялась путем подсчета полного потока электронов с энергией от нескольких электрон-вольт до нескольких килоэлектрон-вольт. Во время полета ракета пересекла относительно узкий (~ 10 км) слой продольных токов, вытекающих из ионосферы вблизи приполюсной границы электроджета, что согласуется с данными [28, 29, 72] и подтверждает модель, приведенную на рис. 78, б, г.

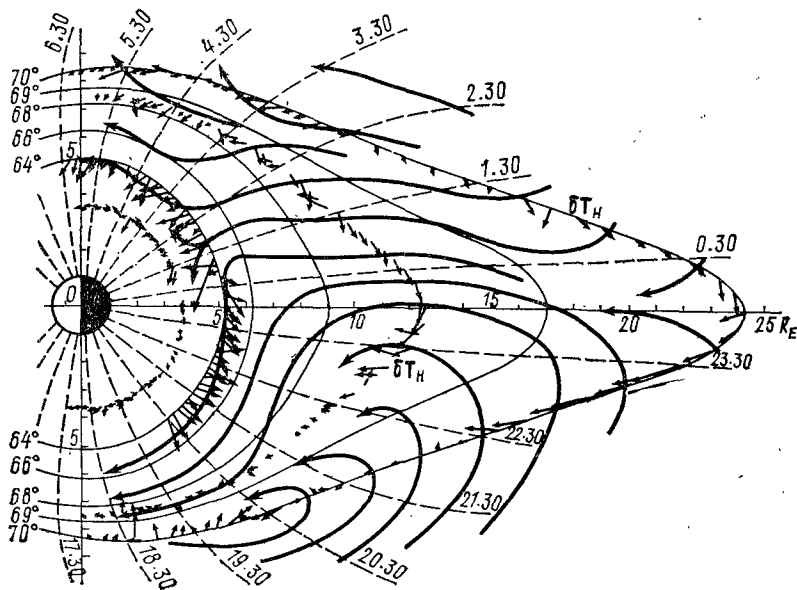


Рис. 85. Распределение векторов δT_H и движение форм полярных сияний в проекции на экваториальную плоскость магнитосферы [33].

Дополнительные сведения о направлении продольных токов можно было бы получить из измерений продольного электрического поля. К сожалению, этот вопрос исследован еще хуже, чем вопрос о направлении продольных токов в ионосфере. Тем не менее, поскольку сам факт существования или отсутствия продольного электрического поля играет огромную роль в физике возмущенной магнитосферы, рассмотрим подробнее основные эксперименты по исследованию продольных электрических полей.

Наблюдения продольных электрических полей. На рис. 85, по данным Дэвиса [33], показано (в проекции на экваториальную плоскость магнитосферы) движение форм полярных сияний и распределение векторов δT_H во время бури 13–14. II 1958 г. Из рисунка видно, что в большинстве случаев векторы δT_H направлены

приблизительно перпендикулярно к скорости движения сияний $\mathbf{v}$. Если допустить, что возмущения магнитного поля вызываются холловскими токами в ионосфере, а движение сияний определяется движением их источников в магнитосфере со скоростью электрического дрейфа, то полученный результат означает, что поле $\mathbf{E}$ в ионосфере и магнитосфере имеет одинаковую конфигурацию, что, в свою очередь, свидетельствует о хорошей проводимости плазмы вдоль магнитного поля. Подробнее связь между движением сияний и интенсивностью поля $\mathbf{E}$ в ионосфере исследовалась в работе [52], авторы которой также пришли к выводу, что поле $\mathbf{E}$ передается из магнитосферы в ионосферу без существенных искажений (по крайней мере, в спокойных условиях).

Результаты этих работ как будто подтверждают господствующую точку зрения, согласно которой интенсивность продольных полей чрезвычайно мала. Тем не менее это не совсем так. Действительно, как видно из рис. 85, изменение знака магнитных возмущений происходит приблизительно на час раньше, чем изменение направления движения сияний. При этом, как отмечает автор [32, 33], указанная асинхронность в изменении знака δT_N и $\mathbf{v}$ является не случайной, но наблюдается в большинстве рассмотренных им случаев. Таким образом, в течение 1—1,5 ч вблизи полуночи электрическое поле в магнитосфере и ионосфере направлено в противоположные стороны, следовательно, силовые линии геомагнитного поля в это время не являются эквипотенциальными, или скорость движения сияний не равна скорости электрического дрейфа плазмы в магнитосфере (например, вследствие градиентного или центробежного дрейфа энергичных частиц). Очевидно, что как в том, так и в другом случае сопоставление скорости долготного дрейфа форм сияний с интенсивностью поля $\mathbf{E}$ в ионосфере отнюдь не доказывает отсутствия продольных полей в ионосфере.

Ряд работ, посвященных исследованию продольных полей в ионосфере, основывается на анализе движения и деформации бариевых облаков [43, 60, 61]. Однако, как уже говорилось в § 3 этой главы, результаты такого анализа весьма ненадежны, поскольку в значительной степени зависят от принятой модели ионосферы.

Чрезвычайно интересные исследования в этой области были недавно выполнены Хэрнделем [46]. В этих исследованиях использовалась новая техника запуска бариевых облаков, позволяющая создать направленный вдоль силовой линии пучок плазмы и тем самым "высветить" участок этой линии длиной до 10 000 км и более. В результате оказывается возможным проследить как форму силовой линии, так и движение отдельных ее участков, т. е. изменение $\mathbf{E}_\perp$ вдоль силовой линии геомагнитного поля. Новая методика эксперимента позволила Хэрнделю получить ряд весьма интересных выводов. В частности, выяснилось, что даже на $L = 1, 4$, т. е. в области относительно плотной и мало возмущен-

ной плазмы, скорость конвекции (и соответственно интенсивность $E_{\perp}$) на одном конце силовой линии в два раза больше, чем на другом, что явно противоречит предположению об эквипотенциальности силовых линий.

Не менее интересными оказались результаты экспериментов в высоких широтах ($L = 13$). Так, например, одновременное измерение интенсивности $E_{\perp}$ в магнитосфере и ионосфере (в последней с помощью зондов, устанавливаемых на баллонах) показало, что электрическое поле в указанных областях направлено в противоположные стороны (относительно направления $\mathbf{V}$). Этот результат также свидетельствует о неэквипотенциальности силовых линий [46] (или о недостоверности данных наблюдений на баллонах).

Непосредственные измерения интенсивности продольного электрического поля в верхней ионосфере были выполнены с помощью зондов, установленных на ракетах, Мозером и др. [51, 65]. Полученные в этих экспериментах результаты сводятся к следующему:

1. В ночное время на широтах зоны сияний интенсивность продольных полей $E_{\parallel}$ может достигать величины 10—20 мВ/м, т. е. вполне соизмерима с интенсивностью поперечных полей $E_{\perp}$; на дневной стороне овала продольные поля не были обнаружены.

2. В период существования достаточно интенсивных продольных полей корреляция между движением форм сияний и интенсивностью поля $E_{\perp}$ в ионосфере (по данным баллонных наблюдений) резко ухудшается, что также говорит об уменьшении продольной проводимости плазмы.

Результаты ракетных измерений интенсивности $E_{\parallel}$, выполненных Мозером и др., были проанализированы Мейнардом [59], который пришел к выводу, что полученные данные могут быть ошибочными. Дело в том, что при расчетах $E_{\parallel}$ предполагается, что интенсивность $E_{\perp}$ и $E_{\perp}$ остается неизменной в течение, по крайней мере, нескольких периодов прецессии ракеты, т. е. в течение нескольких десятков секунд, что навряд ли имеет место в действительности. В связи с этим чрезвычайно полезными представляются одновременные измерения интенсивности электрического поля в ионосфере, выполненные Мозером с помощью зондов, установленных на ракете, и Хэрнделем — по движению бариевых облаков [46]. Сопоставление результатов этих измерений показало, что величина $E_{\perp}$, полученная обоими методами, совпадает, что подтверждает достоверность ракетных наблюдений $E_{\perp}$ и $E_{\parallel}$ (ибо от выбора последнего зависит расчетная величина $E_{\perp}$). В то же время величина $E_{\parallel}$ по данным этих наблюдений оказывается существенно различной. Это расхождение, по мнению Хэрнделя, может объясняться тем, что частота столкновений электронов с ионами, рассчитанная по классическим формулам, не соответствует действительности. Приведенные выше данные экспериментов с пучками плазмы убедительно подтверждают эту точку зрения и

тем самым в значительной степени оправдывают результаты работ [51, 65].

Итак, в настоящее время, по-видимому, трудно сомневаться в реальности существования в верхней ионосфере продольных электрических полей с интенсивностью до 10—20 мВ/м и соответственно разности потенциалов вдоль силовых линий порядка нескольких киловольт. Существование разности потенциалов указанной величины подтверждается также вариациями энергетического спектра вторгающихся в зоне энергичных частиц [65, 75, 83].

Таким образом, приведенные выше данные не противоречат предположению об относительно плохой проводимости плазмы в верхней ионосфере и магнитосфере.

Электрическое поле в полярных шапках. Мы рассмотрели закономерности распределения электрических полей $DP1$ в ионосфере средних широт и в области электроджета. Обратимся теперь к экспериментам в области полярных шапок. Они представляют для нас особый интерес по двум причинам. Во-первых, через них частично замыкаются (в моделях, приведенных на рис. 78, а, б, в) токи электроджета, так что обнаружение связанных с ними электрических полей могло бы подтвердить (или опровергнуть) и уточнить соответствующие модели. Во-вторых, как мы видели в § 2 гл. I, в полярные шапки может проникать электрическое поле солнечного ветра. Выяснение конфигурации этого поля помогло бы сделать выбор между существующими моделями магнитосферы (см. рис. 7).

Первые же измерения электрического поля в полярной шапке, выполненные Хепшнером и др. [50] с помощью бариевых облаков, показали, что направление поля E в этой области не согласуется с направлением токов растекания аврорального электроджета.

Дальнейшие исследования интенсивности и распределения электрических полей в высоких широтах были выполнены Хепшнером и др. [47] по данным спутника *OGO-6* и Кауфманом, Гарнетом, Франком и др. [25, 26, 38, 42] по данным спутника *"Injun-5"*.

На рис. 86 приведена предложенная Кауфманом и Гарнетом [26] обобщенная схема конвекции $v_{\perp} = c[E \times B]/B^2$ ионосферной плазмы по данным спутников *"Injun-5"* (рис. 86, а) и *OGO-6* (рис. 86, б). Сопоставление этих рисунков показало, что в самых общих чертах они совпадают. Действительно, как в той, так и в другой схеме в полярной шапке можно выделить две области, в которых поведение $v_{\perp}$ существенно различно:

а) Авроральная зона ($\Phi = 60 \div 75^\circ$), где движение плазмы происходит преимущественно по параллели в направлении ночь—день (вечером — на запад, утром — на восток) довольно интенсивно ($E_{\perp} = 10 \div 100$ мВ/м), весьма нерегулярно и неоднородно. Этот результат совпадает с данными наблюдений бариевых облаков и обсуждался нами в § 4 гл. IV.

б) Собственно полярные шапки ($\Phi > 75 \div 80^\circ$); в этой области конвекция плазмы более однородна и происходит в антисолнечном направлении, что соответствует полю $E_\perp$, направленному с утренней стороны Земли на вечернюю.

Указанное направление поля E в полярной шапке противоречит модели Силсби и Вестина в обоих ее вариантах (см. рис. 78, а, б) и модели Бострёма и согласуется с моделями Биркеланда (см. рис. 78, в, г) и Хепшнера (см. рис. 78, е). Поскольку указанный результат является чрезвычайно существенным для понимания всей физики авроральных суббурь, рассмотрим данные *OGO-6* и *"Injun-5"* более внимательно. Прежде всего обращает на себя внимание то, что помимо общего сходства между схемами, приведенными на рис. 86, а, б, имеются и весьма характерные различия. Основное из них состоит в следующем. В то время как по данным *OGO-6* наблюдается почти однородный во всей полярной шапке поток плазмы в антисолнечном направлении, по данным *"Injun-5"* такая картина имеет место не более, чем в 15% случаев [42], во всех остальных случаях область интенсивной конвекции в антисолнечном направлении ограничена относительно узким (около 5°) широтным поясом,

примыкающим к авроральной зоне. Это различие в конфигурации конвективных вихрей ионосферной плазмы представляется нам чрезвычайно важным, поскольку допускает существенно различную интерпретацию и соответствует разным моделям магнитосферы. В самом деле, относительно однородное поле $v_\perp$ в полярной шапке, описываемое схемой 86, б, в общих чертах согласуется с системой холловских токов, ответственных за *DP2*-вариацию,

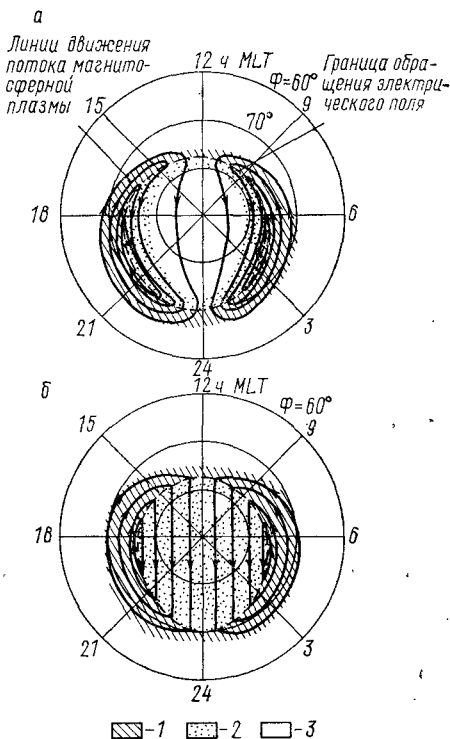


Рис. 86. Схема конвекции магнитосферной плазмы:

а — зафиксированы максимальные конвективные скорости вблизи области обращения поля (данные спутника *"Injun-5"*); б — зафиксирована почти однородная конвекция во всей полярной шапке (данные спутника *OGO-6*). Заштрихованная область 1 — конвекция, направленная к Солнцу со скоростью больше $0,75$ км/с; область 2 — конвекция в антисолнечном направлении со скоростью больше $0,75$ км/с; область 3 — конвекция со скоростью меньше $0,75$ км/с.

и соответствующей модели открытой магнитосферы Данжи (см. рис. 7, б).

В то же время модель Кауфмана и Гарнета (рис. 86, а), в которой интенсивное поле $E_{\perp}$ меридионального направления наблюдается лишь в авроральной зоне, свидетельствует, по мнению ее авторов, о том, что пересоединение силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра имеет место лишь вдоль овала полярных сияний.

Ранее, при обсуждении моделей магнитосферы (см. гл. I), мы уже говорили о том, что такая интерпретация кажется нам не вполне удовлетворительной. Дело в том, что из наблюдений полярных сияний и других связанных с ними геофизических явлений известно, что овал полярных сияний не представляет собой физически единого целого и отчетливо распадается на две независимые зоны [8, 13]. При этом дневной его участок силовыми линиями геомагнитного поля, проходящими через нейтральные точки (линии), связан с солнечным ветром, в связи с чем электрическое поле солнечного ветра может непосредственно проникать в эту область. В то же время силовые линии, опирающиеся на ночной сектор овала, замыкаются глубоко внутри магнитосферы и с солнечным ветром не соприкасаются, соответственно и механизм генерации электрических полей в этой области должен быть существенно иным, чем в дневное время. В связи с этим обратимся непосредственно к данным спутника "Injun-5". На рис. 87, по данным [38], помимо распределения интенсивности $E_{\perp}$, вдоль траектории спутника (а) показано также распределение потоков энергичных ($w > 45$ кэВ) (б) и авроральных ($1,6 \text{ кэВ} \leq w \leq 2,5 \text{ кэВ}$) (в) электронов. Из рисунка видно, что, по крайней мере, в утренние часы (16 : 40 — 16 : 45 UT) область существования поля $E_{\perp}$ совпадает с зоной вторжения авроральных электронов. При этом $E_{\perp}$ дважды меняет знак, будучи направленным к югу в зоне максимума интенсивности потоков авроральных электронов и к северу — в приполюсной и приэкваториальной областях этой зоны. Конечно, картина, представленная на рис. 87, наблюдается не всегда, тем не менее структура поля $E_{\perp}$, подобная рассматриваемой, не является аномальной и, в частности, обнаруживается также и по наблюдениям бариевых облаков [37], в связи с чем ее можно рассматривать как типичную.

Сопоставляя рис. 87 с результатами расчетов $E_{\perp}$ в модели Коронити и Кеннела (см. рис. 76), легко видеть, что в рассматриваемом случае экспериментальные данные весьма близки к теоретическим. Это обстоятельство в значительной степени подтверждает предположение о том, что меридиональное поле в области электроджета является не первичным полем E_0 , вносимым из магнитосферы или из солнечного ветра, а вторичным, связанным с поляризацией ионосферы в области электроджета. Таким образом, распределение скорости конвекции ионосферной плазмы, по данным "Injun-5", полностью согласуется с требованиями моделей, приведенных на рис. 78, б, г.

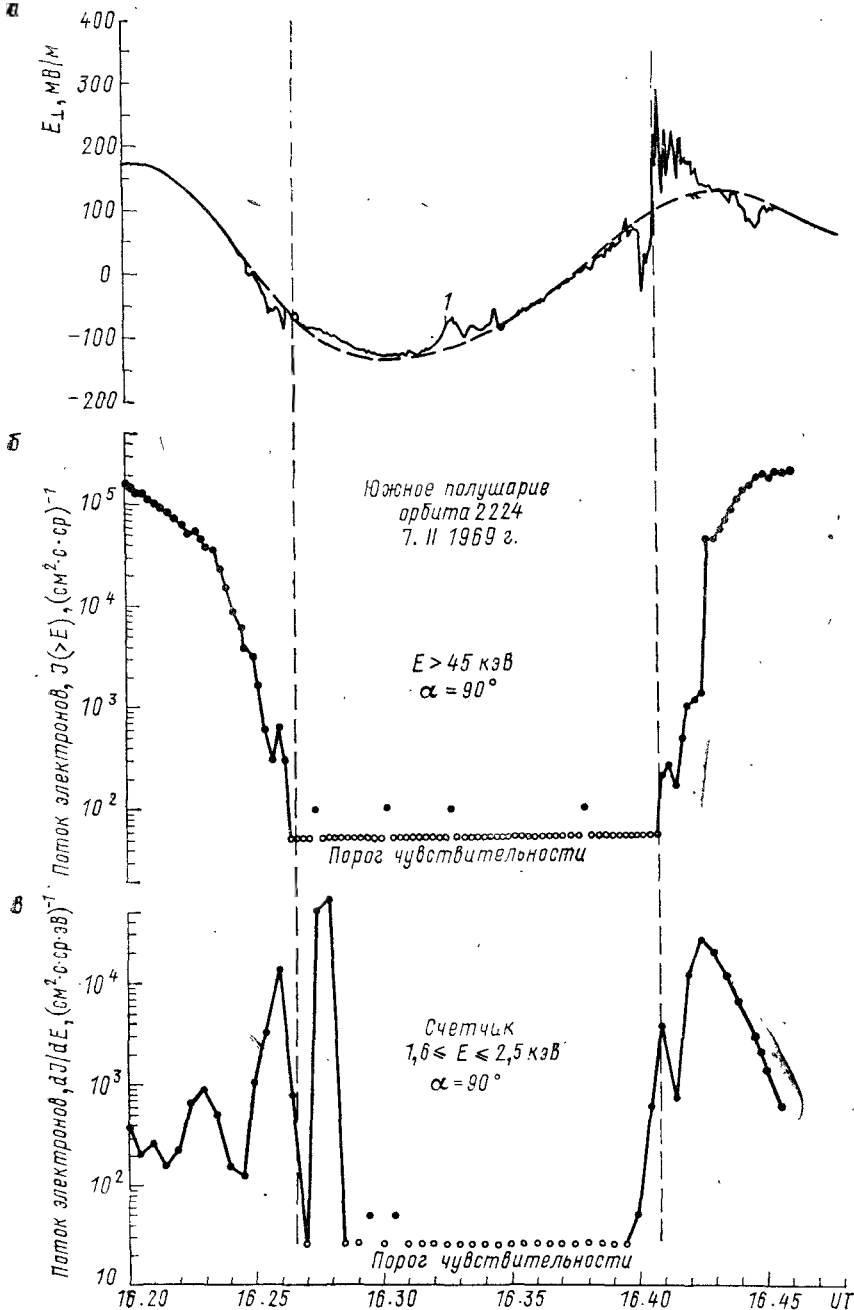


Рис. 87. Распределение напряженности электрического поля (а) и интенсивности потока авроральных электронов (б, в) вдоль траектории спутника [38]: На рис. а пунктирная кривая — рассчитанное поле $\mathbf{v}_s \times \mathbf{B}$; 1 — эффект тени от корпуса спутника.

Вертикальным пунктиром выделено время пролета спутника над полярной шапкой.

Итак, мы убедились в том, что схемы конвекции на рис. 86, *а* и *б* допускают существенно различную интерпретацию. Но чем же объясняется несоответствие между данными спутников *OGO-6* и „*Injun-5*”? На этот вопрос четкого ответа в настоящее время не существует. Так, например, Хепшнер [47, 49] считает, что указанное противоречие объясняется весьма высоким порогом чувствительности аппаратуры, установленной на „*Injun-5*”, (~ 30 мВ/м). Однако это, по-видимому, не совсем так, поскольку профили $E_{\perp}(x)$, полученные в [25, 26, 38], не сводятся к профилям $E_{\perp}(x)$, приведенным в [47], если даже все значения $E_{\perp}(x) < 30$ мВ/м принять равными нулю; в частности, в трансформированных таким путем данных *OGO-6* отсутствует зона интенсивной конвекции плазмы в антисолнечном направлении, представляющая собой одну из самых характерных особенностей схемы, приведенной на рис. 86, *а*. В связи с этим рассмотрим те пролеты „*Injun-5*”, когда, по данным этого спутника, в полярной шапке наблюдается картина, подобная рис. 86, *б*. К таким пролетам относятся, например, орбиты № 5700, 6900, когда интенсивность поля в полярных шапках достигала нескольких десятков милливольт на метр. Обращает на себя внимание то, что в то время как средняя высота „*Injun-5*” составляла 1200—2000 км, во всех указанных „аномальных” случаях она не превышала 750 км, т. е. была равной высоте *OGO-6*. Это обстоятельство позволяет предположить, что причиной расхождения данных спутников „*Injun-5*” и *OGO-6* может быть существенно различная высота этих спутников (см. таблицу в работе [26]). Указанное предположение отчасти подтверждается тем, что интенсивность поля $E_{\perp}$ в полярной шапке по данным *OGO-6* явно зависит от сезона [47, 49], т. е. от проводимости ионосферы, что свидетельствует о значительном вкладе полей ионосферного происхождения в суммарное поле $E_{\perp}$.

§ 5. АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ ТОКОВЫХ СИСТЕМ *DPI*

Мы рассмотрели основные теоретические и экспериментальные данные об электрических полях и токах в ионосфере. Как видно из вышеизложенного, данные эти весьма разнородны и во многом противоречивы. Тем не менее попытаемся суммировать результаты проведенного анализа и сделать некоторые выводы о конфигурации и механизме генерации токовых систем в ионосфере.

Как показали наблюдения на спутниках [49, 85], в зоне полярных сияний на высоте 1100 км наблюдаются интенсивные (до 900 γ при $K_p = 7$) флуктуации геомагнитного поля, убедительно свидетельствующие о существовании токов, текущих вдоль силовых линий геомагнитного поля (продольных токов). При этом, судя по интенсивности и локальности флуктуаций магнитного поля, эти токи образуют по меньшей мере двухслойную структуру, соответствующую модели Бострёма или Фукусима. В связи с этим классические токовые системы Силсби и Вестина и Бирке-

ланда в их первоначальной форме (см. рис. 78, а, в соответственно), не содержащие таких токов, следует признать неудовлетворительными.

Оставшиеся четыре модели (см. рис. 78) могут быть по существу объединены в две группы, отличающиеся друг от друга направлением первичного поля E_0 , ответственного за генерацию DPI -токовой системы; в моделях на рис. 78, б, г (модифицированные модели Силсби и Вестина и Биркеланда) поле E_0 направлено вдоль зоны сияний (соответственно вдоль электроджета), тогда как в моделях Бострёма и Хепшнера (рис. 78, д, е) E_0 перпендикулярно к электроджету.

Теоретическое рассмотрение этих моделей показывает (см. § 1 гл. IV), что при конечной длине области повышенной ионизации и в условиях плохо проводящей ионосферы и еще хуже проводящей (в поперечном B_0 направлении) магнитосферы токи, возбуждаемые полем E_0 , перпендикулярным к зоне сияний, должны быть малоинтенсивными, т. е. системы типа приведенных на рис. 78, д, е представляются маловероятными. Тем не менее, поскольку вопрос о проводимости разреженной плазмы все еще остается нерешенным, необходимо экспериментально подтвердить этот вывод.

Основным экспериментально проверяемым признаком, позволяющим разделить системы этих двух групп, является направление продольных токов бострёмовского типа. К сожалению, экспериментов в этой области все еще недостаточно, чтобы сделать уверенные выводы относительно направления исследуемых токов. Тем не менее данные Клутье и др. [28, 29], Чоя и др. [27] подтверждают гипотезу об ионосферном происхождении этих токов (см. § 4 гл. IV). Наблюдения продольных токов, описанные в работе [19], были выполнены вне электроджета (см. рис. 84) и относятся, скорее всего, к дневному участку аврорального овала.

Дополнительным экспериментом, позволяющим определить направление продольных токов, могло бы быть определение направления продольного поля $E_{||}$. Однако выполненные до настоящего времени эксперименты не позволяют ответить на этот вопрос. Тем не менее сам факт существования $E_{||}$ с интенсивностью до 20 мВ/м можно, по-видимому, считать установленным (см. § 4 гл. IV). Этот результат свидетельствует о плохой, по крайней мере, в возмущенных условиях, электрической связи между магнитосферой и ионосферой. Данные "Injun-5" (рис. 86, а, 87), свидетельствующие о сложной структуре поля $E_{\perp}$ в области электроджета, также не противоречат гипотезе об ионосферном происхождении продольных токов (см. § 1, 4 гл. IV).

Таким образом, мы приходим к выводу, что большинство имеющихся в настоящее время экспериментальных данных подтверждает предположение об ионосферном происхождении бострёмовских токов и тем самым говорит о том, что токовые системы типа приведенных на рис. 78, д, е являются маловероятными.

В моделях второй группы (модифицированные модели Силсби — Вестина и Биркеланда) первичное поле E_0 в ионосфере направлено по параллели. Однако механизм генерации этого поля в обеих моделях оказывается различным.

По-видимому, наиболее распространенной в настоящее время является точка зрения Мозера, согласно которой развитие суббури происходит следующим образом (рис. 88 по данным [52]). Появление в солнечном ветре магнитного поля южного направления приводит к возникновению в магнитосфере электрического поля, направленного от утренней стороны Земли к вечерней. Под действием электрического поля плазма в хвосте магнитосферы движется по направлению к Земле, и приблизительно через час после начала дрейфа происходит брейк-ап; интенсивное высывание частиц в ионосферу делает проводимость последней резко неоднородной, что приводит к возникновению поля поляризации южного направления и западного электрорждета.

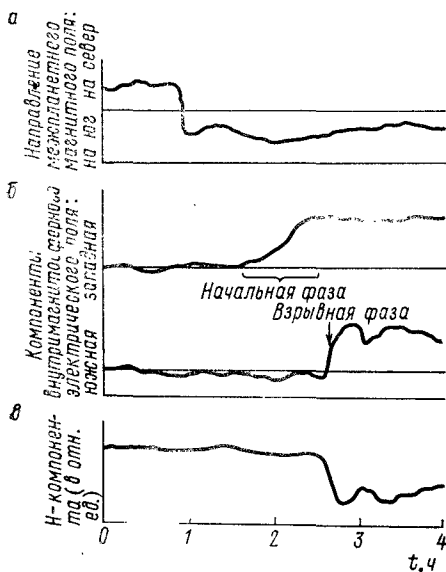


Рис. 88. Вариации интенсивности южной компоненты межпланетного магнитного поля (а), западной и южной компонент электрического поля в ионосфере (б) и H -компоненты геомагнитного поля (в) [52].

Наблюдения интенсивности и направления поля E , выполненные Мозером на баллонах, согласуются с приведенной выше схемой. Однако мы уже говорили (см. § 3, 4 гл. IV) о том, что наблюдения на баллонах подвержены сильным помехам со стороны атмосферного электричества, вследствие

чего к ним следует относиться с осторожностью. В связи с этим рассмотрим данные [52] внимательнее.

На рис. 89, а, по данным [52], представлены вариации интенсивности западной (верхняя кривая) и южной (нижняя кривая) компонент электрического поля на высоте баллонов во время 19 индивидуальных суббурь. В отличие от рис. 7 (из работы [52]), на рис. 89, а интенсивность E приведена во вращающейся вместе с Землей системе отсчета, поскольку поле униполярной индукции (равное на поверхности Земли на $\Phi \approx 65^\circ$ приблизительно ± 10 мВ/м), во-первых, никак не влияет на интенсивность токов, текущих в ионосфере, вращающейся вместе с Землей, и, во-вторых, являясь величиной постоянной, не связано ни с параметрами

солнечного ветра, ни с развитием суббури. Очевидно, что в таком варианте (а он представляется нам физически более осмысленным) последовательность событий, изображенных на рис. 88, несколько меняется: поле меридионального направления (правда, не южное, а северное) появляется не после, а до возникновения поля западного направления, что само по себе кажется несколько непонятным.

На рис. 89, б по данным той же работы Мозера (рис. 8 и 9 из работы [52]) представлены вариации интенсивности E_w и E_s , осредненные по пяти спокойным дням. Как ни странно, вариации поля E в отсутствие суббурь оказываются чрезвычайно близкими к его вариациям во время суббурь. Во всяком случае поле E_w (10—15 мВ/м) присутствует и в этом случае, а поле E_s даже меняет

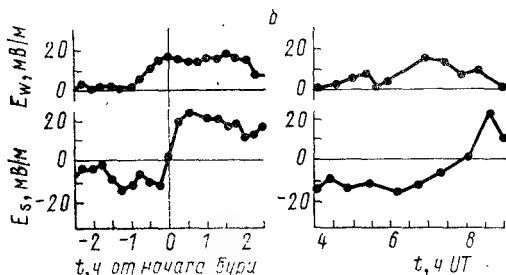


Рис. 89. Вариации интенсивности западной и южной компонент электрического поля [52]:

а — во время бури; б — в спокойных условиях.

знак, как на рис. 89, а, и к тому же примерно в то же время: около 8 ч UT на рис. 89, б и около 6 ч UT на рис. 89, а (см. рис. 5 из работы [52]). Такое подобие вариаций интенсивности электрического поля в спокойных условиях и во время суббурь вызывает сомнение относительно связи этого поля с состоянием магнитосферы и развитием суббурь.

Измерения зональной компоненты $E_{\perp}$, выполненные другими методами (см. § 4 гл. IV), показали, что интенсивность последней в области электроджета много меньше интенсивности меридиональной компоненты $E_{\perp}$, что также не согласуется с выводами работы [52].

Таким образом, модифицированная модель Биркеланда (см. рис. 78, з) также оказывается в противоречии с экспериментальными данными. В связи с этим обратимся к модифицированной модели Силсби—Вестина (см. рис. 78, б). В этой модели электрическое поле, измеряемое с помощью бариевых облаков или электростатических датчиков, представляет собой не полное поле, а поле поляризации ионосферы, западная компонента которого E_w в области электроджета мала и трудно обнаруживаема на фоне

много более интенсивной (см. рис. 73) меридиональной компоненты и в средних широтах направлена на восток (в ночные — утренние часы), что полностью согласуется с приведенными выше экспериментальными данными (см. § 4 гл. IV и работу [15]). Все остальные характеристики электрических полей и токов в ионосфере, вытекающие из модифицированной модели Силсби и Вестина (см. табл. 2), также подтверждаются или, по крайней мере, не противоречат экспериментальным данным. Исключение составляет лишь направление электрического поля в полярной шапке. Действительно, как видно из рис. 75, поле поляризации в этой области должно быть направлено с вечерней стороны Земли на утреннюю, в то время как в действительности оно направлено в противоположную сторону.

Сам по себе тот факт, что в полярных шапках могут существовать электрические поля, не связанные с токовыми системами *DP1*-возмущений, не вызывает удивления. В самом деле, известно, что в этих областях Земли имеют место вариации *DP2* и соответственно электрические поля, интенсивность которых, судя по интенсивности магнитного поля возмущения и по проводимости полярной ионосферы, может быть относительно велика. Вопрос состоит в том, в какой степени эти поля воздействуют на токи *DP1*. По-видимому, модифицированная модель Силсби — Вестина может быть согласована с существованием электрического поля *DP2* лишь в том случае, если интенсивность последнего на широтах аврорального электроджета ($\Phi \approx 65^\circ$) мала по сравнению с интенсивностью поля E_0 .

Однако имеющиеся в настоящее время данные относительно электрических полей в полярных шапках все еще настолько не систематичны и противоречивы, что не могут подтверждать или опровергать это предположение. В самом деле, мы видели, что, согласно данным спутника "Injun-5", электрическое поле в полярной шапке обычно менее интенсивно, чем в авроральной зоне. С другой стороны, данные *OGO-6* показывают, что электрическое поле в этой области достаточно интенсивно во всей полярной шапке. Однако поле E , полученное по данным *OGO-6*, не зависит от вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля (Хешпнер [48]) и едва ли может быть отождествлено с электрическим полем *DP2*-возмущений, интенсивность которых явно зависит от интенсивности поля B_z в солнечном ветре.

Существенно иные результаты были получены Гонзалесом и Мозером [41] и Мозером и др. [67] по данным баллонных измерений интенсивности электрического поля в полярной шапке. Согласно этим данным, интенсивность этого поля достаточно велика и отчетливо зависит от интенсивности поля B_z : $E = (-3,55B_z + 24,0)$ мВ/м на станции Туле; $E = (-2,54B_z + 24,0)$ мВ/м на станции Резольют-Бэй. Однако область существования этого поля ограничена в основном центральными районами полярной шапки; оно отчетливо наблюдается в Туле ($\Phi = 87^\circ$) и в Резольют-Бэй ($\Phi =$

$\approx 84^\circ$) и значительно менее интенсивно и менее регулярно в Кэмпбридж-Бэй ($\Phi = 78^\circ$).

Таким образом, большинство экспериментальных данных не противоречит предположению о том, что интенсивность электрического поля в полярной шапке убывает по мере приближения точки наблюдения к авроральной зоне.

Реализация системы, представленной на рис. 78,б, предполагает возможность существенно различного распределения поля $E_\perp$ в ионосфере и магнитосфере Земли, что, в свою очередь, предполагает существование заметной (порядка нескольких киловольт) разности потенциалов вдоль силовых линий геомагнитного поля, аномального сопротивления магнитосферной плазмы и достаточно интенсивных (до 10^{-10} А/см² на уровне магнитосферы) продольных токов. Как видно из приведенных выше данных, эти предположения в целом согласуются с современными представлениями о состоянии и свойствах магнитосферной плазмы.

Таким образом, приведенные выше данные и их детальный анализ приводят к выводу, что наиболее вероятной из рассмотренных нами моделей токовой системы бури является модифицированная модель Силсби — Вестина, основой которой является динамо-теория магнитных возмущений. Анализ возражений против динамо-теории, выдвинутых в разное время разными авторами, показал несостоятельность большинства из них (см. гл. V), что делает модифицированную модель Силсби — Вестина еще более вероятной.

ДИНАМО-ТЕОРИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Как показано в предыдущей главе, некоторые особенности электрических полей в ионосфере, ответственных за возникновение токов полярной бури, позволяют предполагать, что эти поля генерируются непосредственно в ионосфере, а в качестве их источника было указано динамо-действие ионосферных ветров. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть применимость динамо-теории для объяснения геомагнитных возмущений более детально. При этом попытаемся выяснить вначале основные закономерности, свойственные ветрам в нижней ионосфере.

§ 1. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВЕТРОВ

Наиболее распространенным способом исследования ионосферных дрейфов является измерение скорости перемещения неоднородностей ионизации с помощью наземных радиостанций (метод разнесенного приема [14]). Детальный анализ имеющихся в настоящее время литературных данных об ионосферных дрейфах содержится в работах Казимировского [9], Кушнеревского и Миркотана [10]. Как следует из этих работ, несмотря на значительное расхождение результатов, приводимых различными авторами, можно считать установленным, что в ионосфере на уровне слоя E существуют дрейфы ионосферных неоднородностей со средней скоростью $\sim 50 - 100$ м/с. Скорость дрейфа заметно зависит от географического положения точки наблюдения, от времени суток, сезона и высоты [33]. При этом на относительно устойчивую систему дрейфов, характерную для каждой фиксированной высоты и зависящую от времени суток, накладываются вследствие турбулентности нижней ионосферы интенсивные хаотические движения.

Однако большинство данных, полученных этим методом, относится к средним и низким широтам и не может быть использовано для построения системы ионосферных ветров в высоких широтах,

необходимой для создания токовой системы полярной бури. Почти полное отсутствие высокоширотных данных объясняется не только тем, что число станций, регистрирующих ионосферные дрейфы в зоне полярных сияний, мало, но также и тем, что сами наблюдения ионосферных дрейфов с помощью зондирующих радиостанций чрезвычайно усложняются и даже делаются невозможными во время геомагнитных возмущений вследствие аномального поглощения радиоволн в нижней ионосфере.

Значительно более подробные сведения о системе ионосферных ветров в высоких широтах были получены из анализа токовой системы *SD*-вариаций (Като [34], Вестин [43]). Однако в этих работах система ветров была вычислена при предположении о справедливости динамо-теории магнитных возмущений и поэтому сама пуждается в проверке.

Определенные сведения о дрейфах ионизации дают радиолокационные наблюдения полярных сияний. Согласно этим сведениям, во время магнитных возмущений в зоне сияний и вблизи нее на высоте около 100 км наблюдаются дрейфы в широтном направлении со скоростью $\sim 500 - 1000$ м/с. При этом во время положительных бухт наблюдаются дрейфы с востока на запад, а во время отрицательных бухт — с запада на восток [22, 23, 41, 42]; скорость дрейфа зависит, по-видимому, от интенсивности магнитных возмущений [42]. Однако некоторыми исследователями (например, Кимом и Кюрье [35]) зависимость направления дрейфа от знака бухт не обнаружена, так что этот вопрос требует дополнительного изучения.

Природа этих дрейфов еще не ясна. Резкое отличие по направлению и абсолютной величине скорости дрейфов, наблюдаемых данным методом, от дрейфов, наблюдаемых другими методами, говорит о различии этих явлений. Поскольку направление дрейфов, наблюдаемых по радиолокационным данным, противоположно направлению электрических токов, можно предположить, что они являются дрейфами электронов вдоль зоны возмущения. Теоретические расчеты показывают, что и по абсолютной величине скорости этих дрейфов совпадают с движением электронов вдоль зоны повышенной проводимости под действием электрического поля поляризации. Таким образом, система ионосферных дрейфов в высоких широтах, построенная по радиолокационным данным, сопоставима скорее с токовыми вихрями полярной бури, чем с системой ветров в ионосфере (Коул [27]) и не может быть использована для расчета электрического динамо-поля.

Итак, наиболее распространенные методы наблюдения ионосферных ветров не позволили до сих пор построить систему ветров в высоких широтах. В связи с этим возникает необходимость в разработке новых методов измерения скорости ионосферных дрейфов.

Такая попытка была сделана в работах [11, 17, 18], где скорость ионосферного ветра определялась по скорости смещения авро-

ральных токов. Методика таких измерений описана в [17] и основана на том, что центр бухтообразного возмущения, т. е. область, где δH принимает максимальное значение, а δZ близко к нулю, в ходе бури не остается неподвижной, а смещается вдоль меридиана (рис. 90). Такое смещение центра магнитного возмущения вдоль поверхности Земли свидетельствует о движении электрических токов в ионосфере. Правда, природа этого смещения не совсем ясна: оно может быть обусловлено как ионосферным ветром, так и смещением области вторжения в ионосферу корпускулярного потока. Однако дополнительные исследования, описанные в [18], показали, что относительная роль этих факторов оказывается различной на разных стадиях развития бури. В начальный период развития бухт скорость движения токовых полос чрезвычайно нерегулярна [18] и в ряде случаев совпадает со скоростью

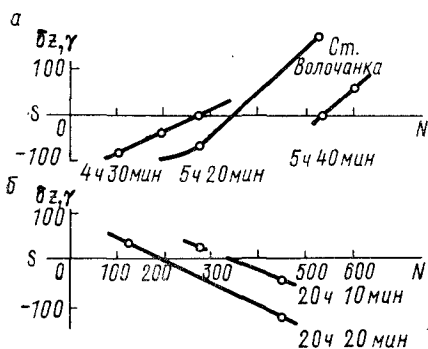


Рис. 90. Смещение точки $\delta Z = 0$ вдоль меридионального профиля [17]:

а — отрицательная бухта; б — положительная бухта.

токов мало, движение последних определяется скоростью ионосферных ветров, хотя скорость их может и не совпадать со скоростью ветра [24, 25].

Дополнительным подтверждением справедливости предположения о том, что в фазе затухания бури движение токовой полосы определяется ионосферными ветрами, может служить следующий факт. На рис 91 показана зависимость скорости смещения токов после максимума δH от интенсивности соответствующей бухты в Мурманске (а) и в Колледже (б) в полуночные часы. Видно, что при изменении δH от 150 до 450 γ скорость смещения токов практически не меняется, т. е. как и скорость ветра в слое E ионосферы, скорость движения токовой полосы не зависит от уровня магнитной активности.

Таким образом, о скорости ионосферных ветров в слое E можно судить по скорости смещения авроральных токов в фазе затухания бухты.

Этот метод измерения скорости ионосферного ветра безусловно обладает рядом серьезных недостатков. Прежде всего, по данным одной станции нельзя точно определить положение токов, вызывающих то или иное магнитное возмущение, без дополнительных предположений об их форме. Принимаемое обычно допущение о линейности токов, а также крайне приблизительный учет поля индуцированных в Земле токов путем умножения δZ на $3/2$ и δH на $2/3$, безусловно, не отражают реального распределения электрических токов, что может вызвать существенные ошибки в определении абсолютной величины скорости дрейфа. Однако можно полагать, что эти ошибки примерно одинаковы на разных станциях и не меняются со временем суток и, следовательно, полученные по магнитным данным результаты могут дать не слишком искаженное представление о временном и пространственном распределении скорости ионосферного ветра. Во-вторых, по магнитным

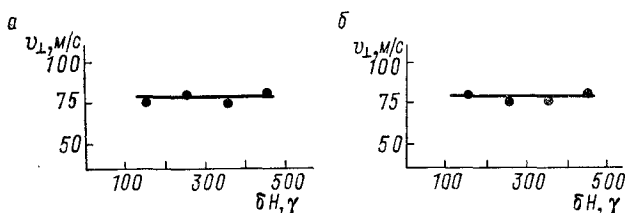


Рис. 91 Скорость смещения токовых полос в зависимости от интенсивности геомагнитного возмущения:

а — по данным ст. Мурманск; *б* — по данным ст. Колледж.

данным можно определить лишь составляющую скорости ветра, перпендикулярную к токовой полосе ($v_{\perp}$). Но поскольку, как будет показано ниже, на разных станциях токи ориентированы по-разному, на них измеряются разные составляющие скорости ветра, что позволяет в какой-то мере судить о поведении всего вектора скорости ветра.

В то же время определение скорости ветра в ионосфере по смещению источников поля бухтообразных возмущений обладает тем преимуществом, что может быть выполнено по данным магнитных станций, число которых достаточно велико и в высоких широтах, а, во-вторых, во время возмущений, т. е. именно тогда, когда происходят интересующие нас процессы. При этом автоматически определяется скорость дрейфа ионизации на высоте токового слоя. Последнее обстоятельство особенно важно, так как скорость ветра в ионосфере, как мы видели, быстро меняется с высотой, что вызывает дополнительные трудности при построении системы ветров в динамо-области.

Кроме того, данные ионосферных станций указывают на значительную турбулентность движений в нижней ионосфере [13],

что также затрудняет выделение регулярных составляющих скорости ветра. Поэтому существенным является тот факт, что электрические токи в ионосфере текут в виде полос шириной в несколько сотен километров, благодаря чему при каждом измерении скорости их смещения определяется средняя скорость дрейфа на огромной площади и за довольно большой промежуток времени (20 — 30 мин); это придает измерениям относительно большой статистический вес.

Таким образом, можно полагать, что исследование магнитных возмущений может дать весьма полезные и подробные сведения о системе ионосферных ветров в высоких широтах, если, конечно, в достаточной степени будут учтены все перечисленные выше погрешности и ограничения, обуславливаемые самой методикой наблюдений.

§ 2. СИСТЕМА ИОНОСФЕРНЫХ ВЕТРОВ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

Для исследования суточной вариации скорости ионосферного ветра использовались данные трех геофизических обсерваторий: Мурманск ($\varphi = 68,6^\circ N$; $\lambda = 33,3^\circ E$), бухта Тикси ($\varphi = 71,5^\circ N$; $\lambda = 129,0^\circ E$) и Колледж ($\varphi = 64,8^\circ N$; $\lambda = 147,8^\circ W$), расположенных вблизи зоны полярных сияний на значительном расстоянии друг от друга и охватывающих, таким образом, около 180° по долготе. Для проверки сходимости результатов на разных станциях использовались данные обсерватории Кйруна ($\varphi = 67,8^\circ N$; $\lambda = 20,4^\circ E$), находящейся на небольшом расстоянии от Мурманска. Для анализа отбирались хорошо выраженные бухты в магнитно-спокойные дни с амплитудой $\delta T_H > 100\gamma$, наблюдавшиеся в течение зимних месяцев 1957, 1958 и 1959 гг.

Полученная на этих станциях суточная вариация нормальной составляющей скорости ветра $v_{\perp}$ показана на рис. 92, где знак плюс соответствует дрейфу с юга на север, а знак минус — с севера на юг. Как видно из графиков, суточный ход $v_{\perp}$ на всех рассмотренных станциях в основных чертах совпадает: в вечерние часы ветер направлен с севера на юг, в почные и утренние часы — с юга на север и достигает максимума в полуночные или ранние утренние часы. При этом кривая оказывается тем проще и правильнее, чем большее число данных использовано при ее построении. Так, например, суточный ход $v_{\perp}$ в Мурманске построен по данным 25 бухт, а в Колледже — по данным 50 бухт. Поэтому есть основание считать, что дополнительные максимумы $v_{\perp}$ в Мурманске и Кйруне объясняются скорее всего недостаточным числом наблюдений при большом разбросе результатов отдельных измерений. Но даже при таком большом разбросе точек, как на этих двух станциях, сходство кривых на них несомненно, что говорит о достоверности полученных результатов.

Безусловный интерес представляет выяснение того, насколько

устойчивой является приведенная форма кривых $v_{\perp}$. Дело в том, что кривые на рис. 92, *а* — *г* построены по данным одних и тех же месяцев, а в некоторых случаях даже и дней, так что совпадение кривых может быть обусловлено именно этим обстоятельством. Поэтому на рис. 92 представлен также суточный ход скорости ионосферного ветра в районе полуострова Таймыр за летние месяцы 1953-1957 гг., по данным работы [17]. Несмотря на крайне незначительное число наблюдений (всего 14 бухт), таймырская кривая (рис. 92, *д*) весьма близка к остальным четырем. Это говорит о том, что форма суточного хода скорости ионосферного ветра в основных чертах, по-видимому, мало меняется от года к году и от сезона к сезону. Таким образом, полученная на рассматриваемых станциях суточная вариация скорости ветра характеризует, по-видимому, устойчивую систему ветров в нижней ионосфере.

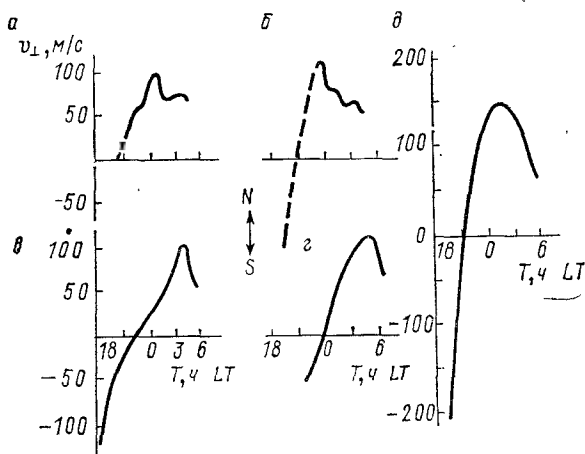


Рис. 92. Суточный ход скорости смещения токовых полос по данным ряда авроральных станций.

а — ст. Кйруна; *б* — ст. Мурманск; *в* — ст. Тикси; *г* — ст. Колледж; *д* — ст. на Таймыре.

Рассмотрим подробнее полученные кривые. Несмотря на отсутствие наблюдений в дневное время, их форма, в особенности на станциях Тикси и Колледж, говорит о том, что в суточном ходе скорости ионосферного ветра в зоне сияний преобладает, по-видимому, 24-часовая компонента, а не 12-часовая, как это наблюдается в средних широтах [13]. Но поскольку своей максимальной величины $v_{\perp}$ достигает не через 6, а через 5 ч после прохождения нулевой точки, можно полагать, что полусуточная компонента также имеет место и амплитуда ее может достигать 50% от амплитуды суточной компоненты. Ввиду отсутствия наблюдений в дневное время эта компонента не может быть выделена сколько-нибудь уверенно.

Обращает на себя внимание тот факт, что кривые на разных станциях смещены друг относительно друга. Так, в Кируне и Мурманске $v_{\perp} = 0$ в 20 — 21 ч местного времени, в Тикси — около 22 ч, в Колледже — в 23 — 24 ч. Если, как это предполагается обычно динамо-теорией, ветер в ионосфере существует независимо от вторжения корпускулярных потоков и его вариации контролируются местным временем, то полученный результат, на первый взгляд, кажется несколько странным. Однако, как уже говорилось, электрические токи в ионосфере ориентированы на разных станциях по-разному и, следовательно, измеряются на этих станциях разные составляющие скорости ветра.

На рис. 93 показана зависимость местного времени T_a прохождения кривой $v_{\perp}$ через нуль от азимута токов ϕ_i . Под азимутом тока здесь понимается угол между направлением тока и географической параллелью; положительное значение от-

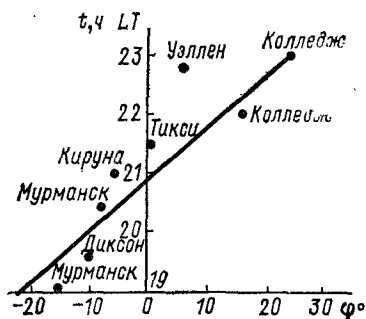


Рис. 93. Время прохождения кривой $v_{\perp}$ через нуль в зависимости от азимута токовой полосы.

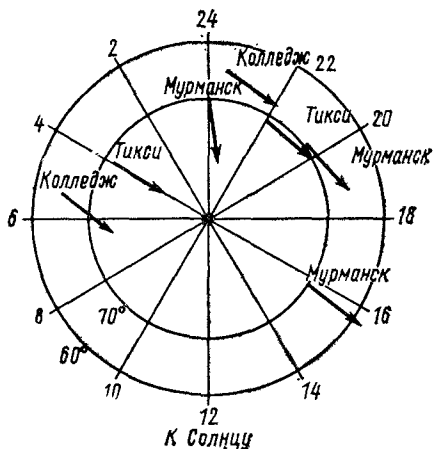


Рис. 94. Система дрейфов токовых полюс в авральной зоне.

считывается по часовой стрелке. Как видно из графика, T_a почти линейно растет с увеличением угла ϕ_i . Такую зависимость T_a от ϕ_i проще всего, по-видимому, объяснить тем, что вектор скорости ветра в течение суток не сохраняет своего направления, а вращается, становясь параллельным токовой полосе на данной станции в момент времени, который естественно зависит от азимута этой токовой полосы. При этом вращение вектора $v_{\perp}$ происходит по часовой стрелке, как и должно быть в северном полушарии [13]. Скорость вращения вектора скорости ионосферного ветра равна в среднем 12 град/ч, что также говорит о преобладании 24-часовой компоненты в суточном ходе скорости ионосферного ветра. На всех станциях ветер направлен на географический запад около 21 ч 30 мин местного времени и на север — в 3 — 4 ч (в это время в бухте Тикси, где $\phi_i = 0$, $v_{\perp}$ достигает максимума).

Более наглядно система ветров в высоких широтах представлена на рис. 94, где по данным трех станций построены векторы скорости ионосферного ветра в моменты времени, когда $v_{\perp}$ на этих станциях равно нулю, т. е. ветер направлен вдоль токовой полосы или достигает максимальной величины (т. е. направлен перпендикулярно к зоне). Видно, что в зоне полярных сияний и в полярной шапке скорость ветра в первом приближении можно считать однородной (что соответствует преобладающей роли первой гармоники в суточном ходе $v_{\perp}$) и направленной вдоль меридиана 3,5 — 15,5 ч LT.

Абсолютная величина скорости ветра в течение ночи изменяется, по-видимому, мало, так как максимальные значения $v_{\perp}$, наблюдавшиеся на разных станциях в разное время в диапазоне 0 — 5 ч, примерно одинаковы (около 110 м/с). Это позволяет осреднить полученные на четырех вышеуказанных станциях суточные ходы $v_{\perp}$; при этом время должно отсчитываться от момента, когда $v_{\perp} = 0$. Это время может быть найдено на любой станции в зоне полярных сияний из графика рис. 93 по величине угла φ_i . Определенный таким образом суточный ход $v_{\perp}$ показан на рис. 95.

Рассмотрим теперь, насколько полученное распределение скорости ветра совпадает с результатами наблюдений ионосферных дрейфов другими методами. Наиболее подробные сведения о ветрах в нижней ионосфере приводятся в работе Казимировского [9], где исследуется система ветров на высотах менее 120 км. По данным этой работы на рис. 95 показан для сравнения суточный ход меридиональной составляющей скорости ветра в зимние месяцы на широте 70° . Поскольку направление ветра в работе [9] дано в географических координатах, при определении времени нулевой точки кривой $v_{\perp}$, полученной по магнитным данным, нужно принять $\varphi_i = 0$, откуда $T_a = 21$ ч 30 мин (см. рис. 93). Из рис. 95 видно, что в этом случае в ночные часы форма кривых, полученных по ионосферным и магнитным данным, совпадает достаточно хорошо.

Таким образом, в ночные часы зимних месяцев ионосферные данные подтверждают результаты, полученные по магнитным данным. В дневное время и в летние месяцы совпадение результатов, по-видимому, резко ухудшается. Недостаточное количество

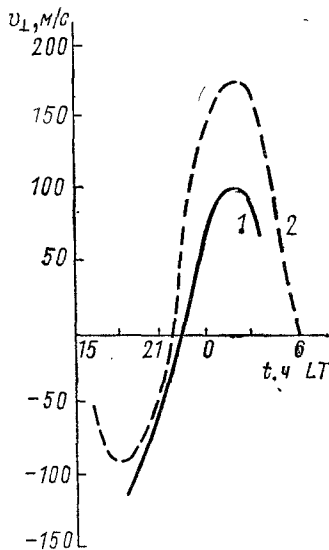


Рис. 95. Суточный ход скорости ветра $v_{\perp}$, определенной по магнитным данным (1), и меридиональной компоненты скорости ионосферных дрейфов (2) [9].

наблюдений не позволило выяснить этот вопрос подробнее, однако есть основание полагать, что в дневное время в ионосфере наблюдаются ветры, скорость которых не меньше, как указано в работе [9], а скорее даже больше, чем ночью. Об этом говорят, например, данные обсерваторий в Мурманске и Тикси. Кроме того, навряд ли происходит изменение знака скорости ветра в летние месяцы, о чем можно судить, например, по данным таймырских станций (см. рис. 92). Чем объясняются эти расхождения, пока еще трудно сказать. Может быть, дело в том, что в условиях освещенной атмосферы изменение знака скорости ветра происходит не на той высоте, где зимой (120 км), в связи с чем необходимо несколько иное разделение данных ионосферных станций.

Однако магнитные данные не указывают на сколько-нибудь заметную суточную вариацию высоты электрических токов в ионосфере. Поэтому естественнее предположить, что расхождение магнитных и ионосферных данных в условиях освещенной солнцем ионосферы объясняется возникновением дополнительного ионизованного слоя ниже E (например слоя D), движение в котором накладывается на движение в слое E и искажает реальную картину дрейфов в динамо-области. Выяснение этого вопроса требует специального исследования.

§ 3. СВЯЗЬ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ С ИОНОСФЕРНЫМИ ДРЕЙФАМИ

Выяснив основные закономерности, свойственные ветрам в ионосфере, мы можем теперь сопоставить эти закономерности с основными характеристиками пространственно-временного распределения электрических полей в ионосфере и обсудить применимость динамо-теории в случае полярных бурь.

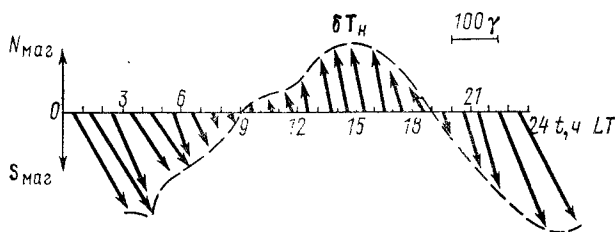


Рис. 96. Суточный ход величины и направления векторов δT_H (DPI) в Мурманске.

На рис. 96 показана (в виде среднечасовых векторов δT_H) SD -вариация за декабрь 1959 г. в Мурманске. Сравнивая рис. 96 и 92, мы видим, что форма SD -вариации в основных ее чертах определяется формой суточного хода величины $v_{\perp}$. В самом деле, суточный ход δH представляет собой простую волну, и точки $\delta H = 0$ и $|\delta H|_{\max}$ приблизительно совпадают во времени с точками $v_{\perp} = 0$ и $|v_{\perp}|_{\max}$. Весьма существенно, что знак δH

оказывается таким, какой предсказывается динамо-теорией, т. е. при ветре, направленном с севера на юг, $\delta H > 0$ и при ветре, направленном с юга на север, $\delta H < 0$.

Однако форма SD -вариации определяется не только суточным ходом скорости ветра в ионосфере, т. е. интенсивностью поля E , но также и проводимостью ионосферы. В работах [16, 38, 40] показано, что плотность ионизации и, следовательно, проводимость ионосферы в ночное время пропорциональны интенсивности свечения полярных сияний (δI). Поэтому в [11] была сделана попытка вычислить суточный ход δH по суточному ходу $v_{\perp}$ и δI . На рис. 97, а приведены наблюдавшаяся (δH , γ , сплошная кривая) и вычисленная путем простого перемножения $v_{\perp}$ и δI (пунктир) вариации δH (в отн. ед.) в Ловозере ($\varphi = 68,0^{\circ} N$; $\lambda = 35,1^{\circ} E$), находящемся недалеко от Мурманска. Совпадение вычисленной и наблюдавшейся кривых очевидно.

Очень своеобразно сочетание суточных ходов интенсивности полярных сияний и скорости ветра в Колледже, где точка $v_{\perp} = 0$ приходится на время, близкое к полуночи (см. рис. 92), и в это же время наблюдается максимум частоты появления полярных сияний (Дэвис [28, 29]). Это обстоятельство говорит о том, что ветер в ионосфере, по-видимому, не связан с вторгающимися корпускулярными потоками и определяется процессами, свойственными как возмущенной, так и спокойной атмосфере. В то же время, несмотря на наибольшую частоту появления сияний в полночь, δH в это время в соответствии с суточным ходом $v_{\perp}$ в Колледже равно нулю, что подтверждает существенную роль ионосферного ветра в формировании SD -вариации.

На рис. 97, б показаны вычисленная и наблюдавшаяся вариации δH в Колледже. При расчетах за суточный ход интенсивности свечения полярных сияний принимался ход интенсивности эмиссии $\lambda = 3914 \text{ \AA}$, по данным Дэвиса [28, 29]. Из графиков видно, что в Колледже, так же как и в Ловозере, вычисленная и наблюдаемая кривые довольно хорошо совпадают.

Итак, полученная выше система ветров в ионосфере позволяет объяснить в целом конфигурацию токовой системы SD -вариации, что может служить некоторым подтверждением динамо-теории магнитных возмущений. Однако SD -вариация, как отмечалось выше, является настолько осредненной и идеализирован-

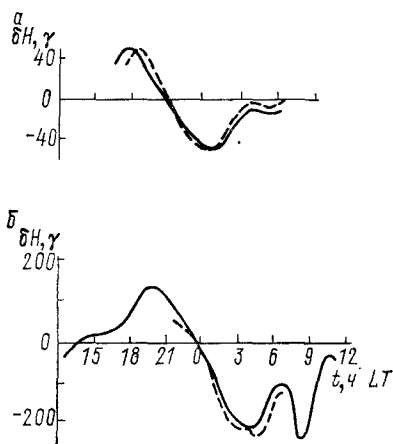


Рис. 97. Суточный ход наблюдаемой и вычисленной величин δH : а — для ст. Ловозеро; б — для ст. Колледж.

ной характеристикой полярной бури, что многие весьма существенные особенности протекания бури, например динамика ее развития, оказываются в ней полностью замаскированными. Поэтому рассмотрим, насколько применима динамо-теория в случае отдельных геомагнитных бурх.

Сопоставляя суточный ход наблюдаемости положительных и отрицательных бурх в Мурманске зимой 1958—59 гг. с суточным ходом меридиональной составляющей скорости ионосферного ветра для той же станции (рис. 98), легко видеть, что знак геомагнитных бурх, так же как и знак SD -вариации, отчетливо связан с направлением ветра в ионосфере. В период, когда $v_{\perp}$ направлена к северу, в зоне сияний наблюдаются отрицательные бурхы, т. е. токи западного направления; при $v_{\perp}$, направленной на юг, наблюдаются

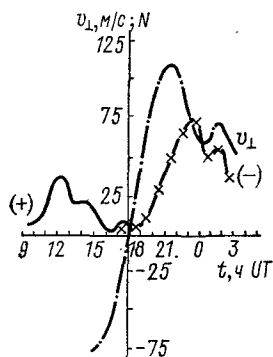


Рис. 98. Суточный ход скорости ветра $v_{\perp}$ и числа (N) наблюдаемых положительных и отрицательных бурх в Мурманске.

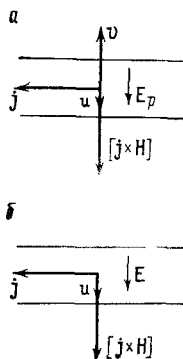


Рис. 99. К расчету движения токовых полос.

положительные бурхы или восточные токи. В работах [17, 18] было показано, что эта связь между направлением ионосферного ветра и знаком геомагнитной бурхы сохраняется не только в среднем, но и в каждом отдельном случае. Чрезвычайно существенно обстоятельство, что в южном полушарии, где Z -компонента геомагнитного поля имеет противоположный знак, указанная связь между направлением ветра и направлением тока в ионосфере также меняется на противоположную [17], так что ветрам, направленным на север, соответствуют токи, текущие на восток, ветрам, направленным на юг, — токи, текущие на запад. Таким образом, в обоих полушариях Z -компонента главного геомагнитного поля, скорость ветра в ионосфере и плотность тока в ней связаны соотношением $j = k[v_{\perp} \times Z]$; $k > 0$, что полностью отвечает требованиям динамо-теории и тем самым подтверждает ее применимость в случае геомагнитных бурх.

Брюнелли [4] отмечено, что электрические процессы в газе обратимы, и если движение газа в магнитном поле приводит к созданию электрического поля, то и наоборот, электрическое поле приводит к движению газа, в связи с чем опытным путем нельзя определить, какой из указанных процессов является первичным. Это, по-видимому, не совсем верно. Рассмотрим оба выше-названных случая подробнее.

1) Пусть в ионосфере на уровне слоя E возникнет область повышенной плотности ионизации в виде полосы, вытянутой по широте, поперек которой на север дует ветер, т. е. движение нейтрального газа со скоростью v_n (рис. 99; магнитное поле вертикально и направлено за плоскость чертежа). В этом случае, как было показано Коулом [25, 26], вдоль зоны возникает интенсивный ток Холла j_H в западном направлении. При этом на ток, вернее, на частицы, его образующие, действует сила Ампера $(1/c) [j_H \times B]$, заставляющая ионизованную компоненту "просачиваться", сквозь нейтральный газ в направлении, противоположном v_n . Скорость этого движения $|v| < |v_n|$. В результате для наземного наблюдателя токовая полоса движется, хоть и медленнее, вместе с ветром, т. е. во время отрицательной бухты — на север.

2) Допустим теперь, что в ионосфере существует та же неоднородность плотности ионизации, но ветра нет, и электрическое поле переносится в ионосферу откуда-то извне. Если, как и в первом случае, рассматривается отрицательная бухта, ток по-прежнему направлен на запад. Следовательно, на неоднородность ионизации действует сила $(1/c) [j_H \times B]$, направленная, как и прежде, на юг. Тогда, так как в данном случае нейтральный газ относительно наземного наблюдателя неподвижен; вся неоднородность вместе с током движется к экватору, т. е. в направлении, противоположном предыдущему.

Таким образом, экспериментальные данные позволяют легко различить рассмотренные выше возможные варианты. То обстоятельство, что наблюдаемая связь направления электрических токов в ионосфере с направлением их смещения соответствует первому из них, убедительно свидетельствует о том, что электрические поля в ионосфере генерируются в результате движения неоднородностей ионизации, а не наоборот.

Рассматривая в предыдущем параграфе методику измерения скорости ионосферных дрейфов по смещению электрических токов во время отдельных бухт, мы показали, что скорость этого смещения не зависит от интенсивности наблюдаемого магнитного возмущения. Это утверждение как будто не противоречит тому, что интенсивность динамо-поля, а следовательно, и интенсивность вызываемого им тока пропорциональна скорости ветра в ионосфере. В связи с этим кажется необходимым дать дополнительные разъяснения по этому вопросу. Как было указано выше, приведенные на рис. 91 графики построены по данным не всех рассмотренных бухт, а только тех из них, которые наблюдались в довольно

узком временном интервале, центрированном относительно момента максимума скорости $v_{\perp}$ на данной станции, т. е. в период, когда суточные изменения малы, хотя разброс индивидуальных значений скорости достаточно велик. Поэтому то обстоятельство, что при осреднении данных большого числа бухт мы получили одну и ту же величину скорости при любой интенсивности магнитных возмущений от 150 до 450γ, действительно означает, что

скорость ветра в ионосфере в данное время суток в среднем постоянна и не зависит от уровня магнитной возмущенности;

вариации амплитуды магнитных возмущений в данное время суток, т. е. при условии постоянства средней скорости ветра и поля в ионосфере, определяются вариациями какого-то другого фактора, например проводимости ионосферы.

Если же средняя скорость ветра в ионосфере меняется (например, в результате суточного хода), то соответствующие изменения претерпевает и интенсивность электрического поля в ионосфере. Для подтверждения этого положения на рис. 100 показан суточный ход скорости ионосферного ветра ($v_{\perp}$) в Мурманске. В качестве величины, пропорциональной полю E в области аврорального электроджета, для геомагнитных бухт можно было бы взять, как это было сделано в гл. III, величину $\delta H/\delta A$ (где δA — величина риометрического поглощения). Но поскольку энергия вторгающихся электронов, а следовательно, и высота области авроральной ионизации, существенно меняется в течение суток [32], величину ν (частоту столкновений электронов с нейтральными молекулами) уже нельзя считать постоянной. Поэтому для сопоставления с суточным ходом скорости ионосферного ветра была выбрана величина $\nu \delta H/\delta A$, которая остается пропорциональной интенсивности поля E и в случае переменной ν . Суточный ход $\nu \delta H/\delta A$ (рис. 100) построен с учетом суточного хода ν , взятого согласно данным Зайцевой и др. [7]. Как видно из рисунка, в случае геомагнитных бухт, так же как и в случае SD -вариации, суточный ход E чрезвычайно близок к суточному ходу скорости $v_{\perp}$. Это подтверждает предположение о том, что электрическое поле в ионосфере возникает в результате динамо-действия ионосферных ветров.

Приведенные данные показывают, что качественно динамотеория объясняет как общую конфигурацию осредненной SD -тока-

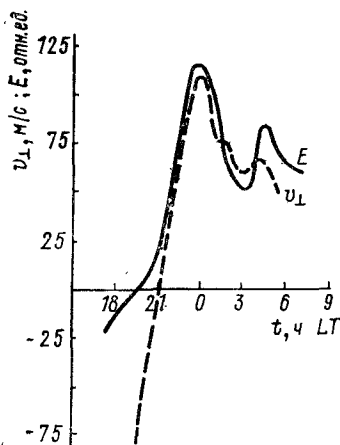


Рис. 100. Суточный ход величины скорости ветра $v_{\perp}$ и электрического поля E в ионосфере в авроральной зоне.

вой системы, так и особенности протекания отдельных геомагнитных бухт.

Рассмотрим теперь, насколько согласуются с экспериментом количественные оценки интенсивности электрических полей и токов в ионосфере, даваемые этой теорией.

а) В работе [2] было показано, что если область повышенной проводимости в ионосфере имеет форму вытянутого эллипса ($a/b = 30 \div 50$) и поле E_0 направлено вдоль большой оси эллипса (т. е. по параллели), то в этой области возникают токи с плотностью $j = kE_0 n_e \sigma_2^{90}$, что соответствует линейной плотности тока $J = j \cdot \Delta h = 2 \cdot 10^6 \cdot kE_0 n_e \sigma_2^{90}$ при $\Delta h = 20$ км. Здесь σ_2^{90} — холловская проводимость одной пары электрон — ион. Полагая, согласно [2], что $k = 2 \div 5$ и что плотность ионизации во время бури средней интенсивности в зоне сияний на уровне слоя E равна $n_e = 5 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $\sigma_2^{90} = 2,5 \cdot 10^{-20}$ (в ед. CGSM) [2], принимая $E_0 = v \times B = 6 \cdot 10^3$ (в ед. CGSM), находим, что $J = (4,5 \div 7,5) \cdot 10^{-4}$ (в ед. CGSM) $= (4,5 \div 7,5) \cdot 10^{-3} \text{ А/см}$.

Эта величина полностью согласуется с оценками плотности тока в ионосфере, приведенными ранее (см. гл. III, с. 106).

б) Скорость дрейфа электронов вдоль зоны повышенной проводимости равна, очевидно, $v_{др} = cE_p/B = ckE_0/B$, что при $E_0 = (1/c)[v_n \times B]$ дает $v_{др} = kv_n = (2 \div 5)v_n$. Отсюда следует, что если средняя скорость ветра в ионосфере равна ~ 100 м/с, то средняя скорость дрейфа электронов вдоль дуги сияний должна быть около 200 — 500 м/с. В начальной фазе бури, когда ширина токовой полосы меньше, величина k , а следовательно, и скорость дрейфа электронов $v_{др}$ вдоль дуги оказывается соответственно больше, достигая значений $v_{др} \approx 10v_n$.

Таким образом, скорость дрейфа неоднородностей ионизации вдоль токовой полосы должна быть в несколько раз больше скорости ионосферного ветра, что подтверждается данными радиолокационных наблюдений полярных сияний.

§ 4. АНАЛИЗ ДИНАМО-ТЕОРИИ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Итак, приведенные в предыдущих разделах экспериментальные данные показывают, что с позиций динамо-теории можно объяснить следующие особенности развития полярной бури:

1. Суточный ход электрического поля E в зоне полярных сияний.

2. Конфигурацию токовой системы как осредненной SD -вариации, так и, что особенно важно, отдельного бухтообразного возмущения.

3. Независимость электрического поля в ионосфере от уровня магнитной активности.

4. Движение токовых полос во время бури и связь направления этого движения со знаком наблюдаемой бухты.

5. Кроме того, динамо-теория позволяет, в отличие от многих других теорий полярных магнитных возмущений, получить численные оценки таких существенных величин, как интенсивность электрических полей, плотность тока и скорость дрейфа электронов в ионосфере. Сопоставление этих оценок с экспериментальными данными дает достаточно хорошее соответствие.

6. В работе [5] показано, что скорость выделения джоулева тепла во время полярной бури временами может превосходить полную скорость поступления энергии в магнитосферу Земли. Динамо-теория, предполагая в качестве основного источника энергии полярной бури энергию приливных движений верхней атмосферы, позволяет объяснить и эту особенность.

Таким образом, динамо-теория, охватывая чрезвычайно широкий круг явлений, протекающих в ионосфере во время бури, объясняет как качественно, так и количественно все основные черты ее развития. И тем не менее динамо-теория весьма непопулярна среди геофизиков. Поэтому рассмотрим основные возражения, выдвигаемые против динамо-теории в современной геофизической литературе. Выдвинутые в разное время целым рядом авторов эти возражения наиболее последовательно и отчетливо изложены в работах Букера [6], Чепмена и Акасофу [19] и Мишина и Жулина [15]. Поэтому при анализе недостатков динамо-теории мы будем опираться в основном на эти работы.

Итак, какие экспериментальные данные, по мнению авторов [6, 15, 19], не объясняются динамо-теорией или даже противостоят ей?

1. Во время интенсивных магнитных возмущений напряженность магнитного поля меняется чрезвычайно быстро, причем эти изменения наблюдаются на огромной площади, охватывая до 5000 км по параллели. В связи с этим авторы [19] считают, что едва ли возможно, чтобы ветры, ответственные за динамо-эффект, могли появляться внезапно и одновременно на такой большой территории. Поэтому естественно предположить, что электрический ток в сиянии вызывается резко изменяющимся во времени и пространстве электрическим полем.

Очевидно, что это возражение против динамо-теории основано на недоразумении. Динамо-теория отнюдь не предполагает, что магнитное возмущение обусловлено внезапным появлением ветра в ионосфере. Наоборот, она утверждает, что в ионосфере существует относительно стабильная, испытывающая лишь медленные суточные и полусуточные вариации система ветров, а магнитные возмущения обусловлены резким повышением проводимости ионосферы в результате вторжения в нее солнечных корпускулярных потоков. Как мы видели выше, экспериментальные данные убедительно подтверждают предположение о том, что интенсивность электрического поля в ионосфере во время бури меняется мало.

2. Рассматривая скорость движения радиосияний в широтном направлении, Чепмен и Акасофу приходят к выводу, что для

объяснения этих движений необходимо существование в ионосфере электрического поля ~ 20 мВ/м, направленного поперек зоны полярных сияний. Авторы полагают, что поле такой величины не может быть вызвано динамо-действием ионосферных ветров. Это возражение против динамо-теории также не обоснованно, и скорость дрейфа электронов вдоль токовой полосы, как было показано в предыдущем параграфе, достаточно хорошо объясняется динамо-теорией. Авторы, по-видимому, исходили из основной формулы динамо-теории $E = (1/c)(v \times B)$, не учитывая неоднородной структуры ионосферы. Между тем, как было показано в [25], наличие в ионосфере неоднородностей приводит к возникновению в ней электрических полей, значительно превосходящих по своей величине первичное динамо-поле: $E = kE_0$, где в среднем $k = 2 \div 5$. При этом, как отмечено выше, в начале бури или непосредственно в дуге полярного сияния k может достигать значительно больших величин, вплоть до $k = 10$. Но даже если ограничиться величиной $E = (2 \div 5) E_0$, то, принимая $E = 20$ мВ/м [19], получаем $v = (65 \div 130)$ м/с, что вполне согласуется с экспериментальными данными [10].

3. По данным Маеда [37], наблюдаемые в высоких широтах электрические токи в ионосфере можно объяснить, лишь допустив очень высокую проводимость во всей полярной области, что, по-видимому, противоречит экспериментальным данным.

Последнее возражение против динамо-теории по своему смыслу связано с только что рассмотренным замечанием Чепмена и Аксаофу и объясняется скорее всего неудачно выбранной моделью области повышенной ионизации. Действительно, интенсивность токов в ионосфере существенно зависит от формы ионосферных неоднородностей [1, 36]. Вследствие этого, полагая возмущенной всю полярную область, трудно объяснить с точки зрения динамо-теории возникновение в зоне полярных сияний электрических токов наблюдаемой величины. В то же время, если область повышенной проводимости имеет форму сильно вытянутой по широте полосы или узкого кольца, соответствующего зоне сияний, то интенсивность динамо-токов оказывается близкой к наблюдаемой.

4. По мнению ряда авторов, например Фукушима [31], Маеда [37], для объяснения токовых систем, ответственных за поле DP -и S_q -вариаций, необходимо наличие двух различных систем ветров (ср. рис. 94 и рис. 68, а), в то время как динамо-теория предполагает существование единой системы ветров, не зависящей от уровня магнитной активности.

Это положение верно лишь отчасти, поскольку, согласно динамо-теории, система DP -ветров действительно не связана с вторжением корпускулярных потоков, а существует и в магнитно-спокойные дни. Однако динамо-теория не требует, чтобы система DP -векторов совпадала с S_q -системой. Вариации геомагнитного поля S_q и DP связаны с разными компонентами солнечного излучения (волнового или корпускулярного), вызывающими ионизацию

атмосферы на несколько разных уровнях, соответствующих, возможно, различным системам ветров. Наблюдаются ли такие ветры в действительности, еще не ясно, хотя и имеются данные, подтверждающие эти предположения (см. гл. IV).

С другой стороны, как показано Логиновым [12], учет вертикальной компоненты скорости ветра в ионосфере позволяет объяснить обе токовые системы, исходя из одной и той же системы ионосферных ветров.

5. По мнению Акасофу [20], с наиболее серьезной трудностью динамо-теория сталкивается при объяснении того обстоятельства, что в магнитосопреженных точках S_q -вариация совершенно различна (это говорит о том, что системы ионосферных ветров в северном и южном полушариях могут сильно отличаться друг от друга), в то время как протекание полярных бурь в сопряженных точках почти идентично.

Прежде всего, это не совсем верно, и хорошая корреляция между вариациями магнитного поля в ходе полярной бури на разных концах одной силовой трубки геомагнитного поля наблюдается далеко не всегда [39]. Кроме того, следует иметь в виду, что вариации магнитного поля в зоне сияний определяются в основном вариациями плотности ионизации, вызываемыми вариациями вторгающихся потоков (см. гл. III). Поэтому того факта, что полярные сияния в сопряженных точках имеют одинаковые форму, движение и вариации яркости [30], достаточно для обеспечения почти полного подобия формы δH в сопряженных точках даже при некоторых различиях системы ионосферных ветров в северном и южном полушариях.

Итак, как видно из вышеизложенного, большинство возражений против динамо-теории основано либо на недоразумении, либо относится к динамо-теории в ее первоначальном виде. В то же время полученные за последние годы данные о строении ионосферы и о протекающих в ней во время бури явлениях не только не опровергают этой теории, но, наоборот, в значительной степени ее подтверждают.

В связи с этим возникает следующая проблема. Ранее (см. гл. I) мы говорили о том, что развитие магнитной бури связано с появлением довольно сильных электрических полей в магнитосфере Земли. Эти поля вдоль силовых линий геомагнитного поля должны передаваться в ионосферу. Непосредственные измерения электрических полей с помощью баллонов и искусственных спутников Земли свидетельствуют о том, что в ионосфере действительно наблюдаются поля магнитосферного происхождения, соизмеримые с интенсивностью динамо-поля. Почему же в таком случае поля магнитосферного происхождения играют столь несущественную роль в генерации DPI -токов? Дело, по-видимому, в том, что в зависимости от уровня геомагнитной активности условия передачи электрического поля из магнитосферы в ионосферу оказываются существенно различными. Действительно, как было показано

Барсуковым и Пудовкиным [3], продольная проводимость магнитосферной плазмы уменьшается по мере увеличения интенсивности продольных токов и связанных с ними геомагнитных возмущений, а при $\delta H > 100\gamma$ интегральное сопротивление силовых линий геомагнитного поля становится настолько большим, что электрические поля передаются из магнитосферы в ионосферу значительно ослабленными. Таким образом, основным источником электрических полей в авроральной ионосфере во время магнитной бури становится динамо-действие ионосферных ветров.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС МАГНИТНОЙ БУРИ

Мы рассмотрели развитие магнитной бури и связанные с нею явления в ионосфере и магнитосфере Земли. Однако кроме изучения отдельных физических процессов, ответственных за возникновение магнитных бурь, безусловный интерес представляет также обсуждение энергетического баланса магнитной бури. Такое рассмотрение в самом общем виде позволяет, не вдаваясь в подробности того или иного механизма возникновения бури, составить вполне определенное суждение о его вероятности.

Энергию мировой магнитной бури Чепмен и Бартельс [12] определили как приращение магнитной энергии, складывающееся из энергии взаимодействия внеионосферного токового кольца с главным геомагнитным полем ($W_{вз}$) и из собственной энергии ($W_{соб}$) самоиндукции этого кольца. Так как первая величина пропорциональна произведению силы тока в кольце, а следовательно, интенсивности вызываемого им магнитного возмущения, на магнитный момент Земли, а вторая — квадрату силы тока или квадрату интенсивности возмущения, то полная энергия магнитной бури равна

$$\delta W_m = a\delta B + b(\delta B)^2, \quad (179)$$

где $a = M_E/2$, эрг/γ; $b = R^3/2\pi (\ln 8R/\rho - 7/4)$, эрг/γ²; M_E — величина магнитного момента Земли; R — радиус токового кольца; ρ — радиус его поперечного сечения. Для бури с амплитудой $\sim 100\gamma$, вызываемой током на расстоянии 5 радиусов Земли, $W_{вз}/W_{соб} \approx 1$. Для бурь меньшей интенсивности или при меньшем радиусе токового кольца энергия взаимодействия оказывается больше собственной энергии самоиндукции.

В работе [11] Чепменом было показано, что наличие высокопроводящих слоев в недрах Земли приводит к тому, что энергия взаимодействия токового кольца с главным магнитным полем Земли оказывается равной нулю и вся энергия бури сводится к

энергии самоиндукции систем. Действительно, магнитную бурю можно моделировать системой трех взаимодействующих контуров с током, из которых первый соответствует источникам главного поля Земли (L_1), второй — внеионосферной токовой системе бури (L_2), а третий — токам, индуцированным в Земле и экранирующим ее внутренние слои от воздействия внешнего магнитного поля (L_3 (рис. 101) Энергия такой системы равна [3]

$$W_m = \frac{1}{2} \mathcal{L}_{11} J_1^2 + \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 + \frac{1}{2} \mathcal{L}_{33} J_3^2 + \mathcal{L}_{13} J_1 J_3 + \mathcal{L}_{23} J_2 J_3 \quad (180)$$

$$\text{или } \delta W_m = \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 + \frac{1}{2} \mathcal{L}_{33} J_3^2 + \mathcal{L}_{12} J_1 J_2 + \mathcal{L}_{13} J_1 J_3 + \mathcal{L}_{23} J_2 J_3. \quad (180 \text{ а})$$

В случае непроводящей Земли (что соответствует условиям задачи, рассмотренной в работе [12]) $J_3 = 0$, и магнитная энергия бури

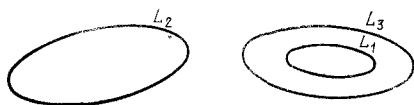


Рис. 101. К расчету взаимодействия внеионосферной токовой системы с токами, текущими в ионосфере Земли и в ее внутренних слоях.

$$(\delta W_m)_{J_3=0} = \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 + \mathcal{L}_{12} J_1 J_2, \quad (181)$$

т. е. содержит слагаемое $\mathcal{L}_{12} J_1 J_2$, соответствующее энергии взаимодействия токовой системы бури с главным магнитным полем Земли.

Если же проводимость внутренних слоев Земли достаточно велика, то магнитный поток через контуры L_1 и L_2 в ходе бури не меняется, т. е.

$$\mathcal{L}_{12} J_2 + \mathcal{L}_{13} J_3 = 0, \quad \mathcal{L}_{33} J_3 + \mathcal{L}_{23} J_2 = 0. \quad (182)$$

$$\begin{aligned} \text{Тогда} \quad \delta W_m &= \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 + \frac{1}{2} \mathcal{L}_{33} J_3^2 + \mathcal{L}_{23} J_2 J_3 = \\ &= \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 - \frac{1}{2} \mathcal{L}_{33} J_3^2 \end{aligned} \quad (183)$$

и, как было указано Чепменом, не содержит члена, соответствующего энергии взаимодействия токовых систем бури с магнитным полем Земли. В своей работе Чепмен не дает подробной физической интерпретации полученных им результатов, и это делает желательным дальнейшее их обсуждение. В самом деле, из приведенных выше формул следует, что в результате экранировки внутренних слоев Земли магнитная энергия бури оказывается значительно меньше, чем это предполагалось в прежних работах Чепмена. Означает ли это, что для возникновения бури требуется меньшая энергия, чем предполагалось раньше?

Прежде всего рассмотрим, насколько магнитное поле токов, индуцированных в Земле, изменяет силы, действующие на поток со стороны геомагнитного поля. При этом для простоты будем считать, что токи DR и DCF , а также токи, индуцированные в Земле, текут в плоскости геомагнитного экватора. Тогда сила Ампера, действующая на DR - или DCF -ток, равна

$$F_A = \frac{1}{c} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{(cR_3)} [\mathbf{J} \times (\mathbf{M}_E + \mathbf{M}_J)], \quad (184)$$

где $\mathbf{M}_E$ — магнитный момент Земли; $\mathbf{M}_J$ — магнитный момент токов, индуцированных в Земле.

Величину M_J можно оценить как $M_J = \pi R_3^2 J_3$, где R_3 — радиус токового кольца J_3 . Так как ток J_3 должен полностью компенсировать магнитное поле δB внешней токовой системы, интенсивность тока J_3 должна быть $J_3 \approx \delta B (R_3/2\pi)$ и $M_J = \delta B (R_3^2/2)$. Радиус индуцированных в Земле токов не может превосходить радиуса Земли, откуда $R_3^2 \leq M_E/B_0$, где B_0 — напряженность геомагнитного поля на поверхности Земли на экваторе. Откуда следует, что

$$M_J \leq \frac{M_E \delta B}{2B_0} \text{ и } F_A = -\frac{1}{c} \frac{1}{R_3} \left(1 - \frac{\delta B}{2B_0}\right) [\mathbf{J} \times \mathbf{M}_E]. \quad (185)$$

Величина δB даже во время сильной мировой бури чаще всего не превосходит 300γ , откуда следует, что $\delta B/2B_0 \leq 0,005$.

Итак, мы видим, что силы, действующие на поток со стороны геомагнитного поля, от присутствия в недрах Земли проводящих слоев практически не меняются и, следовательно, указанное выше изменение магнитной энергии не связано с изменением энергетических затрат потока на создание магнитной бури. Каков же его физический смысл? Вернемся к приведенной выше модели магнитной бури. Предположим, что проводимость Земли равна нулю. В этом случае $J_3 = 0$, и магнитный момент Земли $\mathbf{M}_E$ в ходе бури остается постоянным. Тогда при произвольном перемещении контура L_2 и изменении в нем силы тока J_2 работа электродвижущей силы в этом контуре $\delta P_2 = -J_2 \delta(\mathcal{L}_{22} J_2 + \mathcal{L}_{12} J_1)$. В то же время работа ponderomotorных сил, совершаемая при движении контура L_2 , равна $\delta A_2 = -J_2 \delta(\mathcal{L}_{12} J_1)$. Таким образом, результирующее изменение магнитной энергии выражается так:

$$\delta W_m = -(\delta A + \delta P) = J_2 \delta(\mathcal{L}_{22} J_2),$$

что при $\mathcal{L}_{22} = \text{const}$ дает

$$\delta W_m = \delta \left(\frac{1}{2} \mathcal{L}_{22} J_2^2 \right) = \delta W_{\text{соб.}} \quad (186)$$

В то же время источники, поддерживающие ток в первом контуре L_1 , совершают работу $\delta P_1 = J_1 \delta(\mathcal{L}_{12} J_2)$. и при $J_1 = \text{const}$ $\delta P_1 = -\delta(J_1 J_2 \mathcal{L}_{12})$, откуда

$$\delta W_m = -\delta P_1 = \delta W_{\text{вз.}} \quad (187)$$

Следовательно, если проводимость Земли равна нулю и магнитный момент ее в процессе бури не изменяется, то энергия взаимодействия $W_{вз} = \mathcal{L}_{12}J_1J_2$ целиком создается источниками главного поля и энергия корпускулярного потока тратится лишь на создание энергии самоиндукции токовой системы бури. Этот результат является следствием того общего факта, что постоянное во времени магнитное поле работы не совершает и кинетическая энергия контура L_2 может превратиться лишь в его же собственную магнитную энергию самоиндукции.

Если же индуцируемые в контуре L_3 токи полностью экранируют внутренние слои Земли от воздействия внешнего магнитного поля, то источники главного магнитного поля работы не совершают и член $\mathcal{L}_{12}J_1J_2 = (M_E \cdot \delta B)$ из общего выражения магнитной энергии бури выпадает.

Из сказанного ясно, что при расчете энергетических затрат потока энергию взаимодействия $\mathcal{L}_{12}J_1J_2 = (M_E \cdot \delta B)$ не следует учитывать независимо от проводимости Земли.

Однако следует иметь в виду, что в случае высокой проводимости Земли энергия корпускулярного потока тратится на создание токов не только вне Земли, но и внутри нее. Численно это изменение магнитной энергии весьма незначительно. Действительно, как было показано в [11], энергия самоиндукции токов, текущих на поверхности сферы, пропорциональна кубу радиуса этой сферы и квадрату интенсивности магнитного поля, создаваемого ими в центре Земли. Поскольку радиус сферы, на которой текут токи J_3 , не превышает радиуса Земли, а радиус сферы R_2 , на поверхности которой текут DR - и DCF -токи, будет 3—5 R_E и 6—10 R_E соответственно, $\mathcal{L}_{22}J_2^2/\mathcal{L}_{33}J_3^2 > 10$. Энергия взаимодействия токовых систем J_2 и J_3 равна, как это следует из (182): $\mathcal{L}_{23}J_3J_2 = -\mathcal{L}_{33}J_3^2$ и, следовательно, также не превышает 20% от энергии самоиндукции токовой системы J_2 .

Таким образом, при оценке энергетических затрат потока энергию токов, индуцированных в Земле, можно не учитывать и считать магнитный момент Земли постоянным. В этом случае легко показать, что энергия самоиндукции внеионосферного токового кольца, ответственного за начальную фазу бури, связана простым соотношением с энергией его взаимодействия с главным магнитным полем Земли [3]. В самом деле, если приближающийся контур считать сверхпроводящим, то магнитный поток через ограничиваемую им поверхность должен оставаться постоянным, т. е.

$$\mathcal{L}_{22}J_2 + \mathcal{L}_{12}J_1 = 0 \quad (188)$$

и, следовательно, магнитная энергия, создаваемая в конце движения за счет корпускулярного потока:

$$\delta W_m = \frac{1}{2} \mathcal{L}_{22}J_2^2 = -\frac{1}{2} \mathcal{L}_{12}J_1J_2. \quad (189)$$

Применительно к Земле это означает, что затраты потока на создание поля начальной фазы равны

$$\delta W_m^{(1)} = (-1/2) (M_E \cdot \delta B_e), \quad (190)$$

где δB_e — повышение интенсивности поля в начальной фазе, создаваемое только внешними причинами.

Считая, что наблюдаемое поле в полтора раза больше внешнего, находим

$$\delta W_m^{(1)} = (1/3) M_E \cdot \delta B = 2,5 \cdot 10^{20} \delta B, \quad (191)$$

где δB — наблюдаемое повышение интенсивности поля на экваторе, измеряемое в гаммах. Таким образом, буре с $\delta B = 40\gamma$ соответствует энергия $1 \cdot 10^{22}$ эрг.

В главной фазе бури энергия токовой системы сводится, как было указано выше, к энергии саминдукции системы, равной согласно [2, 11]

$$\delta W_m^{(2)} = (1/4) R^2 \delta B_e^2, \quad (192)$$

где R — радиус токового кольца. Полагая, что R в среднем равно $5R_E \approx 3 \cdot 10^9$ см, получаем

$$\delta W_m^{(2)} \approx 10^{18} (\delta B_e)^2, \quad (193)$$

что даст для бури средней интенсивности ($\delta B_e = -100\gamma$) $\delta W_m^{(2)} = 10^{22}$ эрг.

Однако в главной фазе бури энергия потока расходуется не только на создание магнитной энергии DR -токовой системы, но и на увеличение кинетической энергии захваченных частиц (Десслер и Вестин [4]; Десслер и Паркер [5]; Скопке [14], Сискоу [15]):

$$\delta W_{\text{кин}} = (1/2) (M_E \cdot \delta B_e), \quad (194)$$

и при

$$\delta B_{DR} = 1,5 \delta B_e$$

$$\delta W_{\text{кин}} = (1/3) (M_E \cdot \delta B_{DR}) \approx 2,5 \cdot 10^{20} \delta B_{DR}, \quad (195)$$

где δB_{DR} — наблюдаемая величина поля главной фазы, как и ранее измеряемая в гаммах. Таким образом, буре с $\delta B_{DR} = -100\gamma$ соответствует энергия $4 \cdot 10^{22}$ эрг.

Помимо абсолютной величины энергии магнитной бури, несомненный интерес представляет также скорость ее изменения, ибо именно эта величина определяется непосредственно параметрами солнечного корпускулярного потока и эффективностью механизма передачи энергии от потока к магнитосфере.

Что касается первой фазы магнитной бури, то из приведенных выше расчетов следует, что

$$P^{(1)} = \delta W_m^{(1)} / \Delta t = 10^{22} / 10^2 \text{ эрг/с} = 10^{20} \text{ эрг/с},$$

где Δt — длительность нарастания δB во время внезапного начала. Полученные таким образом результаты совпадают с данными [11] и показывают, что скорость нарастания магнитной энергии во время начальной фазы бури оказывается весьма высокой и сравнимой по порядку величин с полным потоком энергии, приносимым корпускулярным потоком к границе магнитосферы ($P_{\text{пот}} = 5 \cdot 10^{20} \div 10^{21}$ эрг/с, по данным Шабанского [7]). Последнее обстоятельство показывает, что эффективность механизма, преобразующего кинетическую энергию поступательного движения корпускулярного потока в магнитную энергию, должна быть весьма высокой, что вполне согласуется с общепринятой моделью начальной фазы бури.

Несколько более сложным является вопрос об оценке скорости поступления энергии в магнитосферу Земли во время главной фазы бури, поскольку эта фаза связана с возникновением электрических токов в поясах радиации, где имеют место разного рода диссипативные процессы. Скорость диссипации энергии в магнитосфере Земли можно, по-видимому, оценить, исходя из следующих соображений.

Как было показано Паркером [13], энергия магнитной бури в фазе восстановления по данным низкоширотных обсерваторий изменяется по закону $\delta W = \delta W_{\text{max}} \cdot \exp(-t/\tau)$, где τ — характерное время распада DR -токовой системы. Отсюда следует, что

$$P_{\text{дис}} = d(\delta W)/dt = -\delta W/\tau. \quad (196)$$

В работе [10] отмечается, что опыт не дает возможности отделить изменения поля, определяемые временем диссипации, от вариаций, вызванных изменением притока энергии, и не запрещает принятия меньших значений τ . В качестве наиболее характерной величины τ в работе [10] указано $\tau = 1$ ч, а в работе Афанасьевой, Жулина и др. [1] принимается, что $\tau = 1$ с. В таком случае интенсивность DR -токов в фазе восстановления полностью определяется интенсивностью притока энергии. Однако это не согласуется с экспериментальными данными.

В самом деле, как было показано выше, поток энергии, поступающей во время бури в пояс DR -токов, пропорционален суммарному потоку энергии частиц, высыпаящихся в атмосферу Земли в зоне полярных сияний. Поэтому о скорости поступления энергии в пояс DR -токов можно судить по интенсивности полярных возмущений.

На рис. 102 приведен ход интенсивности полярных возмущений (A_p -индекс) и D_s -вариация по данным Акасофу и Чепмена [9]. Видно, что интенсивность полярных возмущений в ходе бури меняется чрезвычайно резко, так что временной ход притока энергии в пояс DR -токов можно аппроксимировать прямоугольным импульсом, начало которого совпадает с началом падения поля на экваторе и конец — с минимумом поля. Следовательно, изме-

нение интенсивности DR -токов в фазе восстановления действительно определяется собственными процессами затухания токов. и по ходу восстановления можно оценить время диссипации. Например, для бури 13. IX 1957, приведенной в [10], $\tau = 10$ ч; во время бурь меньшей интенсивности τ может принимать большие значения, достигая 50 ч (Чепмен и Бартельс [12]), что полностью совпадает с теоретическими оценками времени жизни заряженных частиц в поясах радиацион.

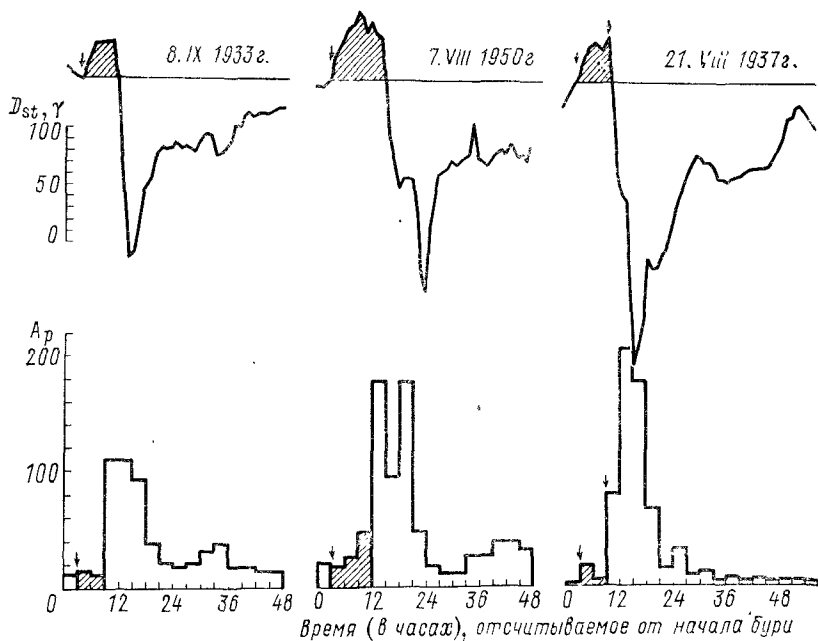


Рис. 102. Ход интенсивности полярных геомагнитных возмущений и D_{st} диссипации [9]

Таким образом, как это следует из (196), скорость диссипации энергии DR -пояса равна $(5 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^6) \delta W$ и для бури с понижением интенсивности поля в 150 γ составляет в максимуме $2 \cdot 10^{17} \div 10^{18}$ эрг/с, экспоненциально убывая со временем. Полагая, что в главной фазе характер процессов диссипации сохраняется и меняется лишь их интенсивность (вследствие изменения величины δW), легко подсчитать общее количество энергии, диссипирующей за время главной фазы бури. Действительно, если принять интенсивность солнечного корпускулярного потока и скорость P поступления энергии в магнитосферу постоянными в течение всей главной фазы, то из равенства (196) следует, что

энергия DR -токов в главной фазе бури растет как

$$\delta W = \tau P \left\{ 1 - \exp \left(-t/\tau \right) \right\} \quad \text{и} \quad (197)$$

$$\frac{\delta W_{\text{дис}}}{\delta W_{\text{полн}}} = \frac{\int_0^{T_2} \tau P [1 - \exp(-t/\tau)] dt}{\int_0^{T_2} P dt} = \frac{T_2}{2\tau} \quad (198)$$

при $T_2 \ll \tau$,

где T_2 — длительность главной фазы бури.

Полагая, в соответствии с данными [42], $T_2 = (5 \div 10)$ ч и $\tau = (10 \div 50)$ ч, получаем $\delta W_{\text{дис}}/\delta W_{\text{полн}} = 0,10 \div 0,25$, так что для грубых оценок энергии главной фазы бури процессами диссипации можно пренебречь. Таким образом, среднюю скорость поступления энергии от солнечного корпускулярного потока во время главной фазы бури можно считать равной

$$P^{(2)} = \frac{\delta W^{(2)}}{T_2} \approx \frac{4 \cdot 10^{22}}{2 \cdot 10^4} \text{ эрг/с} = 2 \cdot 10^{18} \text{ эрг/с}.$$

Эта величина на два-три порядка меньше общего количества энергии, приносимого солнечным корпускулярным потоком к границам магнитосферы за 1 с, что говорит об относительно малой эффективности механизма передачи энергии от потока к магнитосфере.

Что касается полярной бури, то Чепмен, оценив ее магнитную энергию величиной $\delta W_p = 10^{19}$ эрг, что много меньше $\delta W^{(1)}$ и $\delta W^{(2)}$, исключил ее из общего энергетического баланса бури [11]. Однако он не учел того обстоятельства, что полярная буря, связанная с возникновением токовых систем в нижней ионосфере, сопровождается весьма интенсивным выделением джоулева тепла [3, 8]. Скорость диссипации энергии при этом может быть оценена как

$$P_{\text{дис}} = \int_S \Sigma_1 E^2 dS, \quad (199)$$

где Σ_1 — интегральная педерсеновская проводимость ионосферы; E — напряженность электрического поля.

Полагая, что при элементарном магнитном возмущении средней интенсивности электрические токи в ионосфере текут в виде полосы длиной 5000 км и шириной около 300 км, $\Sigma_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ (в ед. CGSM) и $E = 3 \cdot 10^4$ (в ед. CGSM) (см. гл. III), находим, что в области авроральной токовой струи выделяется энергия $P = 3 \cdot 10^{17}$ эрг/с. Эту величину следует, по-видимому, увеличить вдвое, учитывая, что количество энергии примерно того же порядка выделяется в области ионосферы, где текут токи, замыкающие авроральную токовую струю, т. е. $P_{\text{дис}} = 6 \cdot 10^{17}$ эрг/с. Во время сильных полярных бурь, когда возмущение охватывает

всю зону полярных сияний, а ширина области возмущения достигает 1 — 1,5 тыс. км (Старков и Фельдштейн [6]), общая энергия, выделяемая в обеих полушариях за 1 с, может, по-видимому, достигать величины $P_{\text{дис}} = (5 \div 10) \cdot 10^{18}$ эрг/с, т. е. оказывается того же порядка, а иногда и больше, чем скорость возрастания энергии DR -пояса во время главной фазы бури.

То обстоятельство, что скорость выделения джоулева тепла в ионосфере оказывается в общем того же порядка, что и скорость диссипации энергии в магнитосфере, позволяет предполагать, что эти два процесса непосредственно связаны между собой. Однако следует иметь в виду, что токи, ответственные за поле главной фазы бури, текут в области с $L = 3 \div 5$, тогда как авроральные токи в ионосфере текут в области с $L = 5 \div 7$, т. е. они не связаны общими магнитными силовыми линиями. Поэтому указанное совпадение скорости диссипации энергии в магнитосфере и в ионосфере нужно считать в значительной степени случайным.

Результаты изложенного выше анализа энергетического баланса магнитной бури суммированы в табл. 3, где даны полная энергия, скорость поступления и скорость диссипации энергии на разных стадиях развития магнитной бури (Брюнелли, Пудовкин [3]).

Таблица 3

Фаза бури	δW , эрг	P , эрг/с	$P_{\text{дис}}$, эрг/с
Начальная	$1 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^{20}$	—
Главная	$4 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{17}$
Полярная	10^{19}	10^{17}	$5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18}$

Как видно из таблицы, максимальная скорость выделения джоулева тепла во время сильной полярной бури оказывается несколько больше, чем скорость поступления энергии во внутреннюю магнитосферу, в связи с чем для поддержания полярной бури требуются, по-видимому, какие-то дополнительные источники энергии. Это может служить дополнительным доводом в пользу динамо-теории полярных бурь.

Итак, мы рассмотрели основные типы полярных возмущений магнитного поля Земли и попытались дать их интерпретацию с точки зрения современных представлений о физике магнитосферы и ионосферы. Мы убедились в том, что генерация полярных магнитных возмущений всех рассмотренных типов самым тесным образом связана с процессами взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем и в значительной степени этими процессами и определяется. Однако сами процессы, имеющие место на границе магнитосферы, остаются все еще во многом неясными, и для их выяснения необходимо предварительное решение таких фундаментальных для физики плазмы вопросов, как пересоединение силовых линий магнитного поля в трехмерном случае, структура ударной волны в бесстолкновительной плазме и другие.

Вместе с тем мы видели, что некоторые особенности электрических полей в ионосфере на широтах зоны полярных сияний, в частности, их относительная независимость от уровня магнитной возмущенности, вызывают определенные сомнения в магнитосферном происхождении этих полей. В качестве механизма, ответственного за генерацию электрических полей непосредственно в ионосфере в зоне полярных сияний, мы указали динамо-действие ионосферных ветров. При этом мы отнюдь не отрицаем возможного участия электрических полей внеионосферного происхождения в генерации авроральных токов (и тем более в генерации *DP2*- и *DP3*-токов, где роль внеионосферных электрических полей является определяющей); однако, как нам кажется, интенсивность этих полей на широтах авроральной зоны оказывается меньше интенсивности динамо-поля.

Для того чтобы согласовать конфигурацию ионосферных полей поляризации, обязанных своим возникновением динамо-действию ионосферных ветров, с известной картиной конвекции магнитосферной плазмы, нам пришлось сделать предположение о низкой

продольной проводимости магнитосферной плазмы на L -оболочках, связанных с авроральным электроджетом. Целый ряд экспериментальных данных, рассмотренных нами в данной работе и ранее в монографии Исаева и Пудовкина [5 к гл. II] убедительно подтверждают это предположение. Тем не менее указанная проблема не может быть решена до тех пор, пока мы не поймем, каков механизм возникновения, какова хотя бы приблизительная величина аномального сопротивления плазмы и как оно меняется в ходе полярной бури.

Таким образом, при анализе целого ряда конкретных задач физики магнитосферы мы сталкиваемся с необходимостью решения фундаментальных проблем физики плазмы; некоторые из них мы рассмотрим во второй части данной работы при анализе закономерностей генерации и распространения гидромагнитных волн в магнитосфере и ионосфере Земли.

К гл. I

1. Алексеев И. И., Шабанский В. П. Модель магнитосферного поля — «Геомагн. и аэрономия», 1971, т. II, № 3, с. 562—565.
2. Белякова С. И., Зайцева С. А., Пудовкин М. И. Развитие полярной бури. — «Геомагн. и аэрономия», 1968, т. 8, № 4, с. 712—718.
3. Исаев С. И., Пудовкин М. И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., 1972. 244 с.
4. Мансуров С. М. Новые доказательства связи между магнитными полями космического пространства и Земли. — «Геомагн. и аэрономия», 1969, т. 9, № 4, с. 768—770.
5. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г. Связь между магнитными полями космического пространства и Земли. — «Геомагн. и аэрономия», 1971, т. 11, № 1, с. 115—118.
6. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г. Секторная структура межпланетного магнитного поля в период МГГ и МГС. — Препринт № 30. М., 1972. 22 с.
7. Мишин В. М., Базаржапов А. Д., Немцова Э. И., Попов Г. В., Шеломенцев В. В. Влияние межпланетного поля на магнитосферную конвекцию и электрические токи в ионосфере — Препринт. Иркутск, 1973. 14 с.
8. Пудовкин М. И., Барсуков В. М., Цыганенко Н. А. Зоны корпускулярных вторжений и модели магнитосферы. — В кн.: Геофизические исследования в зоне полярных сияний. Апатиты, 1972, с. 40—49.
9. Цыганенко Н. А. Токи геомагнитного шлейфа и модели магнитосферы. — Автореф. канд. дис. Л., 1973. 156 с.
10. Шабанский В. П. Явления в околоземном пространстве М., 1972. 271 с.
11. Чепмен С. Солнечная плазма, геомагнетизм и полярные сияния. — В кн.: Геофизика (околоземное космическое пространство) М., 1964, с. 243—382.
12. Arnoldy R. L. Signature in the interplanetary medium for substorms. — "J. Geophys. Res.", 1971, v. 76, N 22, p. 5189—5201.
13. Balliff J. R., Jones D. E., Coleman P. J., Davis L., Smith E. J. Traverse fluctuations in the interplanetary magnetic field: a requisite for geomagnetic variability. — "J. Geophys. Res.", 1967, v. 72, N 17, p. 4357—4364.

14. Balliff J. R., Jones D. E., Coleman P. J. Further evidence on the correlation between transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field and A_p. — "J. Geophys. Res.", 1969, v. 74, N 9, p. 2289—2301.
15. Bame S. J., Asbridge J. R., Felthouser H. E., Hones E. W., Strong I. B. Characteristics of the plasma sheet in the Earth magnetotail. — "J. Geophys. Res.", 1967, v. 72, N 1, p. 113—129.
16. Banks P. M., Helzer T. E. The polar wind. — "J. Geophys. Res.", 1968, v. 73, N 21, p. 6846—6854.
17. Behannon K. W. Mapping of the Earth's bow shock and magnetic tail by "Explorer 33". — "J. Geophys. Res." 1968, v. 73, N 3, p. 907—930.
18. Behannon K. W. Geometry of the geomagnetic tail. — "J. Geophys. Res.", 1970, v. 75, N 4, p. 743—753.
19. Dungey J. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. — "Phys. Rev. Lett.", 1961, v. 6, N 2, p. 47—48.
20. Fairfield D. H., Cahill L. J. Transition region magnetic field and polar magnetic disturbance. — "J. Geophys. Res.", 1966, v. 71, N 1, p. 155—169.
21. Fairfield D. H. The ordered magnetic field of the magnetosheath. — "J. Geophys. Res.", 1967, v. 72, N 23, p. 5865—5877.
22. Fairfield D. H., Ness N. F. Configuration of the geomagnetic tail during substorms. — "J. Geophys. Res.", 1970, v. 75, N 34, p. 7032—7047.
23. Fairfield D. H., Mead G. D. Magnetospheric mapping with quantitative geomagnetic field models. — Preprint. Greenbelt, 1973. 34 p.
24. Feldstein Ya. I., Starkov G. V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances. — "Planet. Space Sci.", 1967, v. 15, N 2, p. 209—229.
25. Foster J. C., Fairfield D. H., Ogilvie K. W., Rosenberg T. J. Relationship of interplanetary parameters and occurrence of magnetospheric substorms. — "J. Geophys. Res.", 1971, v. 76, N 28 — II, p. 6971—6975.
26. Frank L. A., Gurnett D. A. Distributions of plasmas and electric fields over the auroral zones and polar caps. — "J. Geophys. Res.", 1971, v. 76, N 28, p. 6829—6846.
27. Friis-Christensen E. The influence of the direction of the interplanetary magnetic field on the morphology of geomagnetic variations at high magnetic latitude. — Preprint. Det Danske Meteorol. Inst., Charlottenlund, 1971. 149 p.
28. Friis-Christensen E., Lassen K., Wilcox J. M., Gonzales W., Colburn D. S. Interplanetary magnetic sector polarity from polar geomagnetic field observations. — "Nature Physical Science", 1971, v. 233, N 38, p. 48—50.
29. Garrett H. B. The role of fluctuations in the interplanetary magnetic field in determining the magnitude of substorm activity. — Preprint. Rice University, Houston, 1973. 25 p.
30. Greenstadt E. W. Magnetic storms in interplanetary space as observed by "Pioneer-5". — "Nature", 1961, v. 191, N 4786, p. 329—331.
31. Heikkilä W. J. Penetration of particles into the polar cap and auroral regions. — In: Critical problems of magnetospheric physics. Proceedings of Symp. COSPAR, IAGA and URSI, Madrid, 1972. Washington D. C., 1972, p. 67—81.
32. Hirschberg J., Colburn D. S. Interplanetary field and geomagnetic variations a unified view. — "Planet. Space Sci.", 1969, v. 17, N 6, p. 1183—1206.
33. Hones E. W. Magnetospheric plasma flow and the nature of the magnetospheric boundary layer. — Preprint. Los Alamos, 1973. 28 p.
34. Laird L. J. Structure of the neutral sheet in the geomagnetic tail. — "J. Geophys. Res.", 1969, v. 74, N 1, p. 133—139.
35. Lanzerotti L. J. Outer-zone electrons and the interplanetary magnetic fields during two geomagnetic storms. — "J. Geophys. Res.", 1968, v. 73, N 13, p. 4388—4392.

36. Mansurov S. M., Mansurova L. G. Geomagnetic effects of the sector structure of interplanetary magnetic field. — In: Program and abstracts for International Symposium on STP. Leningrad, 1970, M1 — 7.
37. Mead G. D. Deformation of the geomagnetic field by the solar wind. — "J. Geophys. Res.", 1964, v. 69, N 7, p. 1181—1195.
38. Mead G. D., Beard D. B. Shape of the geomagnetic field solar wind boundary. — "J. Geophys. Res.", 1964, v. 69, N 7, p. 1169—1179.
39. Meng C. — I., Tsurutani B., Kawasaki K., Akasofu S. — I. Crosscorrelation analysis of the AE index and the interplanetary magnetic field B_z -component. — "J. Geophys. Res.", 1973, v. 78, N 4, p. 617—629.
40. Mihalov J. D., Colburn D. S., Currie R. G., Sonett C. P. Configuration and reconnection of the geomagnetic tail. — "J. Geophys. Res.", 1968, v. 73, N 3, p. 943—959.
41. Nishida A. Interplanetary origin of electric fields in the magnetosphere. — «Cosmic Electrodynamics», 1971, v. 2, N 3, p. 350—374.
42. O'Brien B. J. Interrelations of energetic charged particles in the magnetosphere. — Preprint. Houston, 1966. 85 p.
43. Olson W. P. The shape of the tilted magnetopause. — "J. Geophys. Res.", 1969, v. 74, N 24, p. 5642—5651.
44. Olson W. P. Variations in the Earth's surface magnetic field from the magnetopause current system. — "Planet. Space Sci.", 1970, v. 18, N 10, p. 1471—1484.
45. Pudovkin M. I., Raspopov O. M., Dmitrieva L. A., Troitskaya V. A., Shepetnov R. V. The interrelation between parameters of the solar wind and the state of the geomagnetic field. — "Ann. Géophys.", 1970, v. 26, N 2, p. 389—396.
46. Pudovkin M. I., Raspopov O. M., Leontyev S. V., Troitskaya V. A. Some peculiarities of the development of the magnetic storm on March, 5—10, 1970. — "Ann. Géophys.", 1972, v. 28, N 2, p. 455—463.
47. Pudovkin M. I., Barsukov V. M. The zones of corpuscular precipitations and the structure of the magnetosphere. — "Planet. Space Sci.", 1971, v. 19, p. 525—531.
48. Pudovkin M. I. Electric fields and currents in the ionosphere. — In: Program and abstracts for the II IAGA General Scientific Assembly. Kyoto, 1973, p. 451.
49. Rostoker G., Fälthammar C. — G. Relationship between changes in the interplanetary magnetic field and variations in the magnetic field at the Earth's surface. — "J. Geophys. Res.", 1967, v. 72, N 23, p. 5853—5863.
50. Rostoker G. Relationship between the onset of a geomagnetic hay and the configuration of the interplanetary magnetic field. — "J. Geophys. Res.", 1968, v. 73, N 13, p. 4382—4387.
51. Rostoker G., Hing-Lon Lam, Hume W. D. Response time of the magnetosphere to the interplanetary electric field. — "Can. J. Phys.", 1972, v. 50, N 6, p. 544—547.
52. Schield M. A. Pressure balance between solar wind and magnetosphere. — "J. Geophys. Res.", 1969, v. 74, N 5, p. 1275—1286.
53. Siscoe G. L., Formisano V., Lazarus A. J. Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes — an experimental investigation. — "J. Geophys. Res.", 1968, v. 73, N 15, p. 4869—4874.
54. Snyder C., Neugebauer M. Interplanetary solar wind measurements by Mariner 2. — "Space Res.", 1964, v. 4, p. 89—113.
55. Svalgaard L. Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variation of the geomagnetic field at high latitudes. — Preprint. Det Danske Meteorol. Inst. Charlottenlund, 1968. 11 p.
56. Verzariu P., Sugiura M., Strong I. B. Geomagnetic field variations caused by changes in the quiet-time solar wind pressure. — "Planet. Space Sci.", 1972, v. 20, N 11, p. 1909—1914.

57. Wilcox J. M., Schatten K. H., Ness N. F. Influence of interplanetary magnetic field and plasma on geomagnetic activity during quiet-sun conditions. — "J. Geophys. Res.", 1967, v. 72, N 1, p. 19—26.
58. Williams D. T., Mead G. D. Nightside magnetosphere configuration as obtained from trapped electrons at 1100 kilometers. — "J. Geophys. Res.", 1965, v. 70, N 13, p. 3017—3030.

К гл. II

1. Аксфорд В. И. Магнитосферная конвекция. — В кн.: Физика магнитосферы. М., 1972, с. 517—565.
2. Альвен Х. Космическая электродинамика. М., 1952. 290 с.
3. Белякова С. И., Зайцева С. А., Пудовкин М. И. Развитие полярной бури. — «Геомагн. и аэрономия», 1968, т. 8, № 4, с. 712—718.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1960. 552 с.
5. Исаев С. П., Пудовкин М. И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., 1972. 244 с.
6. Кеннел Ч. Ф. Следствия существования магнитосферной плазмы. — В кн.: Физика магнитосферы. М., 1972, с. 462—516.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1959. 532 с.
8. Обаяши Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях. — В кн.: Солнечно-земная физика. М., 1968, с. 172—242.
9. Пановский В., Филинс М. Классическая электродинамика. М., 1963. 370 с.
10. Петчек Х. Пересоединение и исчезновение магнитных полей. — В кн.: Солнечный ветер. М., 1968, с. 255—263.
11. Положий Г. Н. Уравнения математической физики. М., 1964. 559 с.
12. Пудовкин М. И., Шумилов О. И. К теории полярных бурь. — «Геомагн. и аэрономия», 1968, т. 8, № 6, 1072—1077.
14. Робертс Ч. С. Диффузия электронов по pitch-углам в магнитосфере. — В кн.: Физика магнитосферы. М., 1972, с. 374—412.
15. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М., 1968. 492 с.
16. Смирнов В. И. Курс высшей математики. Т. 2. М., 1954. 628 с.
17. Стикс Т. Теория плазменных волн. М., 1965. 343 с.
18. Тихонов А. П., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., 1972. 680 с.
19. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М., 1964. 283 с.
20. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии. М., 1947. 168 с.
21. Шафранов В. Д. Электромагнитные волны в плазме. — В кн.: Вопросы теории плазмы. М., 1963, вып. 3, с. 3—142.
22. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М., 1967. 320 с.
23. Alfven H. On the electric field theory of magnetic storms and aurora. — "Tellus", 1955, v. 7, p. 50—64.
24. Alfven H. The sun's general magnetic field. — "Tellus", 1956, v. 8, N 1, p. 1—12.
25. Alfven H. On theory of magnetic storms and aurorae — "Tellus", 1958, v. 10, p. 104—116.
26. Axford W. I., Hines C. O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. — "Can. J. Phys.", 1961, v. 39, N 10, p. 1433—1464.
27. Axford W. I. Viscous interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere. — "Planet. Space Sci.", 1964, v. 12, N 1, p. 45—54.
28. Bond F. R. A possible explanation of the auroral substorm process. — In: Program and abstracts, for the second General Scientific Assembly, IAGA. Kyoto, 1973, p. 442.

29. Dungey J. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. — «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 6, N 2, p. 47—48.
30. Chase L. M. Evidence that the plasma sheet is the source of auroral electrons. — «J. Geophys. Res.», 1969, v. 74, N 1, p. 348—354.
31. Eather R. H., Mendel S. B. Systematics in auroral energy spectra. — «J. Geophys. Res.», 1972, v. 77, N 4, p. 660—673.
32. Helmer J. C. Theory of forbidden zones in the flow of a magnetized plasma. — «Phys. Fluids», 1963, v. 6, N 5, p. 723—728.
33. Hultqvist B. On the production of a magnetic field — aligned electric field by the interaction between the hot magnetospheric plasma and the cold ionosphere. — «Planet. Space Sci.», 1971, v. 19, N 7, p. 749—759.
34. Karlson E. T. Motion of charged particles in an inhomogeneous magnetic field. — «Phys. Fluids», 1962, v. 5, p. 476—486.
35. Karlson E. T. Streaming of a plasma through a magnetic dipole field. — «Phys. Fluids», 1963, v. 6, N 5, p. 708—722.
36. Karlson E. T. Plasma flow in the magnetosphere. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. I, p. 474—495.
37. Nishida A. Interplanetary origin of electric fields in the magnetosphere. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. 2, N 3, p. 350—374.
38. Obayashi T., Nishida A. Large-scale electric field in the magnetosphere. — «Space Science Revs.», 1968, v. 8, p. 3—31.
39. Oguti T. Electric coupling between the magnetosphere and the ionosphere as a cause of polar magnetic disturbances and auroral break-up. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. 2, N 2, p. 164—183.
40. Parker E. N. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. — «J. Geophys. Res.», 1957, v. 62, N 4, p. 509—520.
41. Petschek H. E. Magnetic field annihilation. — In: AAS—NASA Symposium on the physics of the solar flares. Washington D. C., 1964, p. 425—439.
42. Piddington J. H. A theory of auroras and the ring current. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1967, v. 29, N 1, p. 87—105.
43. Pudovkin M. I., Shumilov O. I. On the theory of polar substorms. — «Ann. Geophys.», 1969, v. 25, p. 125—134.
44. Pudovkin M. I., Raspopov O. M., Dmitrieva L. A., Troitskaya V. A., Shepetnov R. V. Some peculiarities of the development of the magnetic storm on March, 5—10, 1970. — «Ann. Geophys.», 1972, v. 28, N 2, p. 455—463.
45. Spreiter J. R., Summers A. L., Alksne A. J. Hydromagnetic flow around the magnetosphere. — «Planet. Space Sci.», 1966, v. 14, N 3, p. 223—253.
46. Sweet P. A. The neutral point theory of solar flares. — In: Proceedings of the IAU Symposium on electromagnetic phenomena in cosmic physics. New York, 1958, p. 123—131.
47. Theodoridis G. C., Paolini F. R. Pitch angle diffusion of relativistic outer belt electrons. — «Ann. Géophys.», 1967, v. 23, N 3, p. 375—380.
48. Whalen B. A., McDiarmid I. B. Summary of rocket measurements of auroral particle precipitation. — In: Atmospheric emissions. New York, 1969, p. 93—106.
49. Yeh T., Axford W. I. On the re-connection of magnetic field lines in conducting fluids. — «J. Plasma Phys.», 1970, v. 4, Pt. 2, p. 207—229.

К гл. III

1. Афонина Р. Г. Магнитная активность и геомагнитные вариации на различных фазах суббури. — Автореф. канд. дис. М., 1972. 220 с.
2. Белякова С. И., Зайцева С. А., Пудовкин М. И. Развитие полярной бури. — «Геомагн. и аэронавигация», 1968, т. 8, № 4, с. 712—718.

3. Бенькова Н. П. Магнитные бури и системы электрических токов. — «Труды НИИ земного магнетизма», 1953, вып. 10 (20), с. 1—158.
4. Боброев М. С. Общепланетарная картина геомагнитных возмущений корпускулярного происхождения. — В кн.: Солнечные корпускулярные потоки, локализация их источников и связь с геомагнитными возмущениями. М., 1961, с. 36—37.
5. Бурдо О. А. О соотношении регулярных и нерегулярных вариаций геомагнитного поля в высоких широтах северного полушария. — «Труды Аркт. и Антаркт. НИИ», 1960, т. 223, с. 21—45.
6. Ваньян Л. Л. Введение в теорию магнитосферных резонансов. — В кн.: Физика магнитосферы и полярные бури. Иркутск, 1968, с. 230—270.
7. Дрицкий В. М. Исследование пространственного и временного распределения аврорального поглощения по данным наблюдений сети радиометров в Арктике. — «Геомагн. и аэронавигация», 1966, т. 6, № 6, с. 1061—1070.
8. Евлашин Л. С. Морфология водородной эмиссии в полярных сияниях. — В кн.: Исследование полярных сияний, геомагнитных возмущений и ионосферы в высоких широтах. М.—Л., 1965, с. 11—16.
9. Евлашин Л. С. Пространственно-временные вариации водорода в полярных сияниях и их связь с магнитными возмущениями. — «Геомагн. и аэронавигация», 1961, т. 1, № 1, с. 54—58.
10. Евлашин Л. С. Некоторые закономерности поведения водородной эмиссии в полярных сияниях. — «Геомагн. и аэронавигация», 1963, т. 3, № 3, с. 496—501.
11. Евлашин Л. С., Зайцева С. А., Логинов Г. А., Петрова Г. А., Пудовкин М. И., Рапопорт З. Ц., Ролдугин В. К., Старков Г. В., Смирнов Н. С., Сухованенко П. Я., Шулгина Н. В. Комплексное исследование полярной ионосферы. — В кн.: Полярные сияния. М., 1968, № 17, с. 5—21.
12. Ивлиев Д. Я., Пудовкин М. И., Зайцева С. А. Развитие элементарного магнитного возмущения. — «Геомагн. и аэронавигация», 1970, т. 10, № 2, с. 300—304.
13. Исаев С. И., Пудовкин М. И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., 1972. 244 с.
14. Короткий А. Б., Пудовкин М. И. О возможном механизме возникновения магнитных возмущений. — В кн.: Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний. М., 1961, № 6, с. 37—42.
15. Майсурадзе П. А. Поле полярных возмущений высоких широт. — «Геомагн. и аэронавигация», 1967, т. 7, № 2, с. 369—372.
16. Мишин В. М., Базаржапов А. Д., Мишина Н. А., Попов Г. В. Сильное влияние главного геомагнитного поля на токи в возмущенной ионосфере. Ч. 1. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца. Иркутск, 1970, вып. II, с. 24—38.
17. Никольский А. П. О второй зоне повышенной интенсивности магнитных возмущений в приполюсной области. — «Труды ААНИИ», 1956, т. 83, с. 5—38.
18. Никольский А. П. Экспериментальные доказательства существования второй зоны магнитных возмущений в восточной Арктике. — «Геомагн. и аэронавигация», 1961, т. I, № 6, с. 959—964.
19. Обаяши Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях. — В кн.: Солнечно-земная физика. М., 1968, с. 172—242.
20. Пудовкин М. И. Источники бухтообразных возмущений. — «Изв. АН СССР», сер. Геофизич., 1960, № 3, с. 484—489.
21. Пудовкин М. И., Евлашин Л. С. Пространственная связь полярных сияний с электрическими токами в ионосфере. — «Геомагн. и аэронавигация», 1962, т. 2, № 4, с. 669—673.
22. Пудовкин М. И., Скрынников Р. Г., Шумилов О. И. Магнитно-ионосферные возмущения в зоне полярных сияний. — «Геомагн. и аэронавигация», 1964, т. 4, № 6, с. 1094—1100.

23. Пудовкин М. И. Связь между иррегулярными возмущениями, геомагнитными бухтами и S_D — вариацией. — В кн.: Исследование геофизических явлений электромагнитного комплекса в высоких широтах. М.—Л., 1964, с. 23—28.
24. Пудовкин М. И., Смирнов Н. С. Два типа корпускулярных вторжений в полярную зону — «Геомагн. и аэронавигация», 1966, т. 6, № 1, с. 165—168.
25. Пудовкин М. И. Морфология и природа полярных бурь. — В кн.: Физика магнитосферы и полярные бури. Иркутск, 1968, с. 99—170.
26. Пудовкин М. И., Шумилов О. И. Интенсивность аврорального поглощения в зависимости от времени суток и типа магнитного возмущения. — В кн.: Ученые записки ЛГУ. Вопросы геофизики. 1968, вып. 18, с. 66—72.
28. Ролдугин В. К., Старков Г. В. Ориентация однородных дуг полярных сияний и их связь с токами магнитных возмущений. — В кн.: Исследование полярных сияний. Геомагнитных возмущений и пояса Фрейзера в высоких широтах. Л., 1965, с. 24—34.
29. Сенько П. К. Географическое распределение суточных вариаций магнитного поля Земли в центральной Арктике. — «Труды Аркт. и Антарктич. НИИ», 1956, т. 83, вып. 1, с. 94—123.
30. Трошичев О. А., Кузнецов Б. М., Пудовкин М. И. Токовые системы предварительной и взрывной фазы магнитной суббури. — В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1975, № 14, с. 10—17.
31. Трошичев О. А., Пегов Л. А., Пудовкин М. И. Вариации DR и DCF -полей и $DP2$ -возмущения. — В кн.: Геомагнитные исследования. М., 1975, № 14, с. 18—26.
32. Фельдштейн Я. И. Пространственно-временное распределение магнитной активности в высоких широтах северного полушария. — В кн.: Геомагнетизм. 1963, № 5, с. 1—63.
33. Фельдштейн Я. И. Распределение полярных сияний и магнитных возмущений в высоких широтах в связи с асимметричной формой магнитосферы. — В кн.: Полярные сияния и свечение ночного неба. 1967, № 13, с. 98—118.
34. Фельдштейн Я. И., Зайцев А. Н. Вариации магнитного поля в высоких широтах по спокойным дням лета МГГ. — «Геомагн. и аэронавигация», 1967, т. 7, № 1, с. 204—206.
35. Чепмен С. Солнечная плазма, геомагнетизм и полярные сияния. — В кн.: Геофизика. Околоземное космическое пространство. М., 1964, с. 243—382.
36. Agu V. Spiral patterns in geophysics. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1960, v. 19, N 2, p. 136—140.
37. Akasofu S.-I., Chapman S., Meng C.-I. The polar electrojet. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1965, v. 27, N 11—12, p. 1275—1305.
38. Akasofu S.-I., Meng C.-I. A study of polar magnetic substorms. — «J. Geophys. Res.», 1969, v. 74, N 1, p. 293—313.
39. Appleton E. V., Naismith R. L., Ingram L. J. British radio observations during the second International Polar Year, 1932—1933. — «Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1937, v. 236, p. 191—259.
40. Barcus J. R., Brown R. R. Electron precipitation accompanying ionospheric current systems in the auroral zone. — «J. Geophys. Res.», 1962, v. 67, N 7, p. 2673—2680.
41. Berkeley F. T. et al. A synoptic investigation of particle precipitation dynamics for 60 substorms in IQSY (1964—1965) and IASY (1969). — In: Program and abstracts for the Second IAGA General Scientific Assembly. Kyoto, 1973, p. 453.
42. Birkeland K. r. The Norwegian aurora polaris expedition 1903—1908. Christiania. V. 1. 1908. 1220 p. V. 2. 1913. 913 p.
43. Bramley E. N., Pudovkin M. I. Electric fields and their effects in the ionosphere. — In: Solar-Terrestrial Physics, 1970. P. 4. Dordrecht, 1972, p. 117—141.

44. Burch J. L. The dependence of polar cusp latitude and width on the north-south component of the interplanetary magnetic field. — In: Program and abstracts for the Second IAGA General Scientific Assembly Kyoto, 1973, S11—10, p. 406.
45. Feldstein Ya. I., Zaitzev A. N. S_d -variation of the magnetic field in high latitudes with different intensity of magnetic disturbances. — «Ann. Géophys.», 1968, v. 24, N 2, p. 595—602.
46. Feldstein Ya. I. Polar auroras, polar substorms, and their relationships with the dynamics of the magnetosphere — «Revs Geophys.», 1969, v. 7, N 1, 2, p. 179—218.
47. Fukushima N., Hirasawa T. Frequent occurrence of local geomagnetic disturbance in high latitudes. — «J. Geomagn. Geoelectr.», 1964, v. 15, N 3, p. 161—171.
48. Fukushima N. Three-dimensional electric current and toroidal magnetic field in the ionosphere — «Rept Ionosph Space Res Japan» 1968, v. 22, N 3, p. 173—195.
49. Gartlein C. W. Progress-report on the National Geographic Society. Cornell University study of aurora. — «Trans. Amer Geophys Union», 1945, v. 26, N 1, p. 119—122.
50. Hargreaves J. K. Auroral motions observed with riometers: movements between stations widely separated in longitude — «J Atm Terr. Phys.», 1967, v. 29, N 9, p. 1159—1164.
51. Heppner J. P. Electric field variations during substorms: OGO-6 measurements. — «Planet. Space Sci.», 1972, v. 20, N 9, p. 1475—1498.
52. Heppner J. P. Polar-cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction — «J Geophys Res.», 1972, v. 77, N 25, p. 4877—4887.
53. Hultqvist B. Ionospheric absorption of cosmic radio noise. — «Space Sci. Revs.», 1966, v. 5, N 6, p. 771—817.
54. Iijima T., Nagata T. Constitution of polar magnetic disturbances.— «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1968, v. 22, N 1/2, p. 1—24.
55. Iijima T., Nagata T. Signatures for substorm development of the growth phase and expansion phase — «Planet Space Sci.», 1972, v. 20, N 7, p. 1095—1112.
56. Iwasaki N. Localized abnormal geomagnetic disturbance near the geomagnetic pole and simultaneous ionospheric variation. — «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1971, v. 25, N 2, p. 163—186.
57. Lebeau A. Sur l'activité magnétique diurne dans les calottes polaires.— «Ann. Géophys.», 1965, v. 21, N 2, p. 167—218.
58. Mayaud P. N. Activité magnétique dans les régions polaires. Rapports scientifiques des expéditions polaires françaises S IV 2. — «Ann. Géophys.», 1956, v. 12, N 1, p. 84—101.
59. McNish A. G. Heights of electric currents near the auroral zone. — «Terr. Magn.», 1938, v. 43, N 1, p. 67—72.
60. Meek J. H. Correlation of magnetic auroral, and ionospheric variations at Saskatoon. P. 2. — «J. Geophys. Res.», 1954, v. 59, N 1, p. 87—92.
61. Nagata T., Kokubun S. An additional geomagnetic daily variation field (S_q^p -field) in the polar region on geomagnetically quiet days — «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1962, v. 16, p. 256—274.
62. Nishida A., Iwasaki N., Nagata T. The origin of fluctuation. In the equatorial electrojet: a new type of geomagnetic variation. — «Ann. Geophys.», 1966, v. 22, N 3, p. 478—484.
63. Nishida A. Geomagnetic DP_2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena. — «J. Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 5, p. 1795—1803.
64. Nishida A. Coherence of geomagnetic DP_2 fluctuations with interplanetary magnetic variations. — «J Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 17, p. 5549—5559.
65. Nishida A. Interplanetary origin of electric fields in the magnetosphere. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. 2, N 3, p. 350—374.

66. Nishida A., Kokubun S. New polar magnetic disturbances: S_q^p , SP , DPC and $DP2$. — «Revs. Geophys. Space Phys.», 1971, v. 9, N 2, p. 417—425.
67. Nishida A., Maezawa K. Two basic modes of interaction between the solar wind and the magnetosphere. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 10, p. 2254—2664.
68. Obayashi T., Nishida A. Large-scale electric field in the magnetosphere. — «Space Sci. Revs.», 1968, v. 8, p. 3—31.
69. Oguti T. Geomagnetic bay-disturbance and simultaneous increase in ionospheric absorption of cosmic radio noise in the auroral zone. — «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1963, v. 17, N 4, p. 291—301.
70. Oguti T. Développement and decay of minor polar geomagnetic disturbances. — «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1968, v. 22, N 1/2, p. 25—35.
71. Oguti T. Poleward travel of electric current filament in the polar cap region. — «Rept. Ionosph. Space Res. Japan», 1969, v. 23, N 3, p. 175—184.
72. Oguti T. Electric coupling between the magnetosphere and the ionosphere as a cause of polar magnetic disturbances and auroral break-up. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. 2, N 2, p. 164—183.
73. Ortner J., Riedler W. A smooth type of cosmic noise absorption. — «Nature», 1964, v. 204, N 4964, p. 1181—1182.
74. Reddy C. A. Physical significance of the E_s parameters $f_b F_s$, $f E_s$, and $f_o E_s$. 2. Causes of partial reflections from E_s . — «J. Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 17, p. 5627—5647.
75. Reddy C. A., Rao M. M. On the physical significance of the E_s parameters $f_b F_s$, $f E_s$, and $f_o E_s$. — «J. Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 1, p. 215—224.
76. Rostoker G. Classification of polar magnetic disturbances. — «J. Geophys. Res.», 1969, v. 74, N 21, p. 5161—5168.
77. Silsbee H. B., Vestine E. H. Geomagnetic bays, their frequency and current systems. — «Terr. Magn. Atm. Electr.», 1942, v. 47, p. 195—208.
78. Sobouti I. The relationship between unique geomagnetic and auroral events. — «J. Geophys. Res.», 1961, v. 66, N 3, p. 725—737.
79. Vallance Jones A. Optical measurements of auroras — In: Auroral phenomena. London, 1965, p. 20—38.
80. Whitham K., Loomer E. I., Niblett E. R. The latitudinal distribution of magnetic activity in Canada. — «J. Geophys. Res.», 1960, v. 65, N 12, p. 3961—3974.

К гл. IV

1. Асауленко Л. Г., Пудовкин М. И. Токовая система элементарного геомагнитного возмущения в зоне полярных сияний. — «Геомагн. и аэронавигация», 1965, т. 5, № 2, с. 322—327.
2. Барсуков В. М., Пудовкин М. И. Проводимость вдоль силовых линий и параметры КПК. — «Геомагн. и аэронавигация», 1970, т. 10, № 4, с. 663—667.
3. Бенькова Н. П., Фаткуллин М. Н. Токи в невозмущенной ионосфере и их геофизические эффекты. — В кн.: Ионосферные исследования. М., 1970, № 19, с. 136—174.
4. Бурдо О. А. О соотношении регулярных и нерегулярных вариаций геомагнитного поля в высоких широтах северного полушария. — «Труды Аркт. и Антаркт. НИИ», 1960, т. 223, с. 21—45.
5. Ваньян Л. Л., Дебабов А. С., Осипова П. Л. Продольные токи и авроральная электроструя. — «Космич. исследов.», 1972, т. 10, вып. 4, с. 628—629.
6. Ветер в ионосфере. Пер. с англ. Под ред. Э. С. Казимировского. Л., 1969. 224 с.
7. Докучаев В. П. О влиянии магнитного поля Земли на ветры в ионосфере. — «Изв. АН СССР», сер. Геофизич., 1959, № 5, с. 783—787.

8. И с а е в С. И., П у д о в к и н М. И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., 1972. 244 с.
9. Л о г и н о в Г. А. Расчет токовой системы S_D -вариации в высоких широтах. — «Геомагн. и аэрономия», 1965, г. 5, № 2, с. 328—335.
10. О б а я ш и Т. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем при возмущенных условиях. — В кн.: Солнечно-земная физика. М., 1968, с. 172—242.
11. П о л я к о в В. М., Щ е п к и н А. А., К а з и м п р о в с к и й Э. С., К о к о у р о в В. Д. Ионосферные процессы. Новосибирск, 1968. 356 с.
12. П у д о в к и н М. И., С к р ы н н и к о в Р. Г., Ш у м и л о в О. И. Магнитно-ионосферные возмущения в зоне полярных сияний — «Геомагн. и аэрономия», 1964, т. 4, № 6, с. 1094—1100.
13. П у д о в к и н М. И. Некоторые замечания относительно дипольно-теории геомагнитных возмущений. — В кн.: Высокотиротные исследования в области геомагнетизма и аэрономии. М. — Л., 1966, с. 19—26.
14. П у д о в к и н М. И. Морфология и природа полярных бурь. — Автореф. дис. Л., 1968. 240 с.
- 15, 16. П у д о в к и н М. И., Ц в е т к о в А. В. Поведение кроше на фоне среднеширотной положительной бухты. — «Геомагн. и аэрономия», 1974, т. 5, N 6, с. 1041—1062.
17. С а д о в н и к о в а Р. С. Высотное распределение скорости ионосферных дрейфов и напряженности электрического поля в слое F_2 . — В кн.: Полярные сияния. М., 1968, № 17, с. 127—131.
18. Я к у б о в и ч Т. П. Дрейфы неоднородностей в слое E_s . — В кн.: Ионосферные исследования. М., 1968, № 15, с. 74—76.
19. A r m s t r o n g J. C., Z m u d a A. J. Field-aligned current at 1100 km in the auroral region measured by satellite — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 34, p. 7122—7127.
20. A t k i n s o n G. Auroral arcs: result of the interaction of a dynamic magnetosphere with the ionosphere. — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 25, p. 4746—4755.
21. B a l s l e y B. B., W o o d m a n R. F. Ionospheric drift velocity measurements at Jicamarca, Peru (July 1967 — March 1970) Report UAG — 17. Boulder, 1971. 46 p.
22. B i r k e l a n d K. r. The Norwegian aurora polaric expedition 1903—1908. Christiania. V. 1. 1908, 1220 p. V. 2. 1913, 913 p.
23. B o s t r ö m R. A model of the auroral electrojets. — «J. Geophys. Res.», 1964, v. 69, N 23, p. 4983—4999.
24. B r a m l e y E. N., П у д о в к и н М. И. Electric fields and their effects in the ionosphere. — In: Solar-terrestrial physics, 1970. P. 4. Dordrecht, 1972, p. 117—141.
25. C a u f m a n n D. P., G u r n e t t D. A. Double-probe measurements of convection electric fields with the Injun-5 satellite. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 25, p. 6014—6027.
26. C a u f m a n n D. P., G u r n e t t D. A. Satellite measurements of high latitude convection electric fields. — «Space Sci. Revs.», 1972, v. 13, N 3, p. 369—410.
27. C h o y L. W., A r n o l d y R. L., P o t t e r W., K i n t e r P., C a h i l l L. J. Field-aligned particle currents near an auroral arc. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 34, p. 8279—8298.
28. C l o u t i e r P. A. Topical reviews ionospheric effects of Birkeland currents. — «Revs. Geophys. Space Phys.», 1971, v. 9, N 4, p. 987—996.
29. C l o u t i e r P. A., A n d e r s o n H. R., P a t k R. J., V o n d r a k R. R., S p i n g e r R. J., S a n d e l B. R. Detection of geomagnetically aligned currents associated with an auroral arc. — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 13, p. 2595—2600.
30. C o l e K. D. A dynamo-theory of the aurora and magnetic disturbance. — «Austr. J. Phys.», 1960, y. 13, N 3, p. 484—497.

31. Coronoti F. V., Kennel C. F. Polarization of the auroral electrojet. — «J. Geophys. Res.», 1972, v. 77, N 16, p. 2835—2850.
32. Davis T. N. The morphology of the auroral displays of 1957—1958. 1,2. — «J. Geophys. Res.», 1962, v. 67, N 1, p. 59—110.
33. Davis T. N. Magnetospheric convection pattern inferred from magnetic disturbance and auroral motions. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 25, p. 5978—5984.
34. Evans J. V. Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1972, v. 34, N 2, p. 175—209.
35. Farley D. T., Jr. A theory of electrostatic fields in a horizontally stratified ionosphere subject to a vertical magnetic field. — «J. Geophys. Res.», 1959, v. 64, N 9, p. 1225—1233.
36. Föppl H., Haerendel G., Haser L., Lüst R., Malzner F., Meyer F., Neuss H., Rabben H. H., Rieger E., Stöcker J., Stoffregen W. Preliminary results of electric field measurements in the auroral zone. — «J. Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 1, p. 21—26.
37. Frank L. A., Gurnett D. A. Distributions of plasmas and electric fields over the auroral zones and polar caps. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 28, p. 6829—6846.
38. Fukushima N. Electric current systems for polar substorms and their magnetic effect below and above the ionosphere. — «Radio Sci.», 1971, v. 6, N 2, p. 269—275.
39. Fukushima N. Polar magnetic substorms. — «Planet. Space Sci.», 1972, v. 20, N 9, p. 1443—1454.
40. Gonzales W., Mozer F. S. High-latitude electric fields and the three-dimensional interaction between the interplanetary and terrestrial magnetic field. — Preprint Space Sci. Lab. Berkley, 1972. 21 p.
41. Gurnett D. A. Electric field and plasma observations in the magnetosphere. — In: Critical problems of magnetospheric physics. Proceedings of Symp. COSPAR, IAGA and URSI, Madrid, 1972. Washington D. C., 1972, p. 123—136.
42. Haerendel G. Electric fields and their effects in the ionosphere. — Preprint MPI—PAE Extraterr., 44/70. München, 1970. 55 p.
43. Haerendel G., Lüst R. Electric fields in the ionosphere and magnetosphere. — In: Particles and fields in the magnetosphere. Dordrecht, 1970, p. 213—228.
44. Haerendel G. Plasma drifts in the auroral ionosphere derived from barium releases. — In: Earth's magnetospheric processes. Dordrecht, 1972, p. 246—257.
45. Haerendel G. Results from barium cloud releases in the ionosphere and magnetosphere. — In: Space Research XIII. Berlin, 1973, p. 601—617.
46. Heppner J. P. Electric field variations during substorms:OGO-6 measurements. — «Planet. Space Sci.», 1972, v. 20, N 9, p. 1475—1498.
47. Heppner J. P. Polar-cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction. — «J. Geophys. Res.», 1972, v. 77, N 25, p. 4877—4887.
48. Heppner J. P. Electric fields in the magnetosphere. — In: Critical problems of magnetospheric physics. Proceedings of the Symp. COSPAR, IAGA and URSI, Madrid, 1972. Washington D. C., 1972, p. 107—120.
49. Heppner J. P., Stolaric J. D., Wescott E. M. Electric-field measurements and the identification of currents causing magnetic disturbances in the polar cap. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 25, p. 6028—6053.
50. Kelley M. C., Mozer F. S., Fahleson U. V. Electric fields in the nighttime and daytime auroral zone. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 25, p. 6054—6066.
51. Kelley M. C., Starr J. A., Mozer F. S. Relationship between magnetospheric electric fields and the motion of auroral forms. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 22, p. 5269—5277.

53. Kennel C. F. Consequences of a magnetospheric plasma. — «Revs. Geophys.», 1969, v. 7, N 1—2, p. 379—419.
54. Kindell J. M., Kennel C. F. Topside current instabilities. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 13, p. 3055—3078.
55. Kohl H., King J. W. Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1967, v. 29, N 9, p. 1045—1062.
56. Lloyd K. H., Haerendel G. Numerical modelling of plasma clouds in the ionosphere. — «J. Geophys. Res.», 1973, v. 78, N 31, p. 7389—7415.
57. Matsushita S. Dynamo currents, winds, and electric fields. — «Radio Sci.», 1969, v. 4, N 9, p. 771—780.
58. Matsushita S., Tarpley J. D. Effects of dynamo-region electric fields on the magnetosphere. — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 28, p. 5433—5443.
59. Maynard N. C. Electric fields in the ionosphere and magnetosphere. — In: Proceedings of the advanced study institute on magnetosphere-ionosphere interaction. Oslo, 1971, p. 155—298.
60. Maynard N. C., Heppner J. P. Variations in electric fields from polar orbiting satellites. — Preprint X-612-69-374. Greenbelt, 1969. 14 p.
61. Mende S. B. Experimental investigation of electric fields parallel to the magnetic field in the auroral ionosphere. — «J. Geophys. Res.», 1968, v. 73, N 3, p. 991—997.
62. Meriwether J. W., Stolarik J. D., Heppner J. P., Westcott E. W. Neutral-wind data from barium release in high latitudes (abstract.). — In: Program 52th Annual Meeting of the American Geophysical Union. Washington D. C., 1971, p. 30—31.
63. Mozer F. S. Balloon measurement of vertical and horizontal atmospheric electric fields. — «Pure and Applied Geophys.», 1971, v. 84, p. 32—45.
64. Mozer F. S. Origin and effects of electric fields during isolated magnetospheric substorms. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 31, p. 7595—7608.
65. Mozer F. S., Fahleson U. V. Parallel and perpendicular electric fields in an aurora. — «Planet. Space Sci.», 1970, v. 18, N 11, p. 1563—1571.
66. Mozer F. S., Serlin R. Magnetospheric electric field measurements with balloons. — «J. Geophys. Res.», 1969, v. 74, N 19, p. 4739—4754.
67. Mozer F. S., Bogott F., Kelley M. C., Schutz S. Polar cap electric fields and magnetospheric convection. — Preprint Space Sci. Lab. Berkeley, 1972. 27 p.
68. Murphy C. H., Bull G. V., Edvards H. D. Ionospheric winds measured by gun-launched projectiles. — «J. Geophys. Res.», 1966, v. 71, N 19, p. 4535—4544.
69. Obayashi T., Nishida A. Large-scale electric field in the magnetosphere. — «Space Sci. Revs.», 1968, v. 8, p. 3—31.
70. Oguti T. Electric coupling between the magnetosphere and the ionosphere as a cause of polar magnetic disturbances and auroral break-up. — «Cosmic Electrodyn.», 1971, v. 2, N 2, p. 164—183.
71. Olson D. E. The evidence for auroral effects on atmospheric electricity. — «Pure Appl. Geophys.», 1971, v. 84, p. 118—138.
72. Park R. J., Cloutier P. A. Rocket-based measurement of birkeland currents related to an auroral arc and electrojet. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 31, p. 7714—7733.
73. Park Ch. G., Meng C.-I. Vertical motions of the midlatitude F2 layer during magnetospheric substorms. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 34, p. 8326—8332.
74. Pudovkin M. I. Electric fields and currents in the ionosphere. — Preprint Polar Geophysikal Inst. Apatity, 1973. 74 p.
75. Réme H., Bosqued T. M. Evidence near the auroral ionosphere of a parallel electric field deduced from energy and angular distributions of low-energy particles. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 31, p. 7683—7693.

76. Reid G. C. Ionospheric effects of electrostatic fields generated in the outer magnetosphere. — «J. Res. Nat. Bur. Standards», 1965, v. D 69, N 6, p. 827—837.
77. Rieger E. Measurements of electric fields in equatorial and medium latitudes during twilight using barium-ion clouds. — «Gerlands. Beitr. Geophys.», 1971, v. 80, N 2—3, p. 243—252.
78. Rishbeth H. The *F*-layer dynamo. — «Planet. Space Sci.», 1971, v. 19, p. 263—267.
79. Rishbeth H. Thermospheric winds and the *F*-region: A review. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1972, v. 34, N 1, p. 1—47.
80. Silsbee H. B., Vestine E. H. Geomagnetic bays, their frequency and current systems. — «Terr. Magn. Atm. Electr.», 1942, v. 47, p. 195—208.
81. Tarpley J. D. The ionospheric wind dynamo. Solar tides. — «Planet. Space Sci.», 1970, v. 18, N 7, p. 1091—1103.
82. Troshichev O. A., Pegov L. A., Pudovkin M. I. On the extension of DP2- variation. — In: Program and abstracts for the Second IAGA General Scientific Assembly. Kyoto, 1973, p. 177.
83. Vondrak R. R., Anderson H. R., Spinger R. J. Rocket-based measurement of particle fluxes and currents in an auroral arc. — «J. Geophys. Res.», 1971, v. 76, N 31, p. 7701—7713.
84. Woodman R. F. East-West ionospheric drifts at the magnetic equator. — In: Space Research XII. Berlin, 1972, p. 969—974.
85. Zmuda A. J., Armstrong J. C., Heuring F. T. Characteristics of transverse magnetic disturbances observed at 1100 kilometers in the auroral oval. — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 25, p. 4757—4762.

К гл. V

1. Альвен Х. Космическая электродинамика. М., 1952. 290 с.
2. Асауленко Л. Г., Пудовкин М. И. Токовая система элементарного геомагнитного возмущения в зоне полярных сияний. — «Геомагн. и аэрномия», 1965, т. 5, № 2, с. 322—327.
3. Барсуков В. М., Пудовкин М. И. Проводимость вдоль силовых линий и параметры КПК. — «Геомагн. и аэрномия», 1970, т. 10, N 4, с. 663—667.
4. Брюнелли Б. Е. Полярные магнитные возмущения. Обзор. — «Геомагн. и аэрномия», 1962, т. 2, № 5, с. 801—821.
5. Брюнелли Б. Е., Пудовкин М. И. Энергетический баланс магнитной бури. — В кн.: Полярные сияния. М., 1968, № 17, с. 79—84.
6. Букер Г. Радиолокационные исследования полярных сияний. — В кн.: Физика верхней атмосферы. М., 1963, с. 319—338.
7. Зайцева С. А., Ивлиев Д. Я., Пудовкин М. И. Суточный ход энергии авроральных электронов. — «Геомагн. и аэрномия», 1969, т. 9, № 1, с. 108—111.
8. Зайцева С. А. Развитие полярной бури и динамика пояса *DR*-токов. Автореф. канд. дис. Л., 1971. 202 с.
9. Казимировский Э. С. Система ветров в нижней ионосфере. — «Геомагн. и аэрномия», 1963, т. 3, № 3, с. 463—472.
10. Кушнеревский Ю. В., Миркотан С. Ф. Движение неоднородностей в ионосфере. — «Геомагн. и аэрномия», 1961, т. 1, № 4, с. 453—478.
11. Логиннов Г. А., Пудовкин М. И., Скрынников Р. Г. Суточный ход интенсивности полярных сияний и *S_D*-вариация. — «Геомагн. и аэрномия», 1962, т. 2, № 5, с. 855—860.
12. Логиннов Г. А. Исследование возмущенной суточной вариации геомагнитного поля в высоких широтах. — Автореф. канд. дис. Л., 1969. 200 с.
13. Миркотан С. Ф. Основные исследования ионосферных дрейфов в СССР по программе МГГ-МГС. — «Геомагн. и аэрномия», 1962, т. 2, № 4, с. 694—707.

14. Митра С. К. Верхняя атмосфера М., 1955. 639 с. —
15. Мишин В. М., Жулин И. А. Некоторые вопросы магнитной активности. — «Геомagn. и аэрoнoмия», 1962, т. 2, № 3, с. 502—509.
16. Мишин В. М. О продольных токах в магнитосфере и природе S_d -вариацй. — В кн.: Физика магнитосферы и полярные бури. Иркутск, 1968, с. 271—296.
17. Пудовкин М. И. Источники бухтообразных возмущений. — «Известия АН СССР», сер. Геофизич., 1960, № 3, с. 484—489.
18. Пудовкин М. И., Короткий А. Б. Магнитные бухтообразные возмущения и их связь с ионосферными дрейфами. — «Геомagn. и аэрoнoмия», 1961, т. 1, № 3, с. 408—412.
19. Akasofu S.-I., Chapman S. A neutral line discharge theory of the aurora polaris. — «Phys. Trans. Roy. Soc.», 1961, v. 253, p. 359—406.
20. Akasofu S.-I. Electrodynamics of the magnetosphere: geomagnetic storms. — «Space Sci. Revs», 1966, v. 6, p. 21—143.
21. Baker W. G., Martyn D. F. Electric currents in the ionosphere. — «Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1953, Sec. A 246, v 913, p. 281—294.
22. Bullough K., Kaiser T. K. Radio reflection from aurorae. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1955, v 6, p. 198—214.
23. Bullough K., Davidson T. W., Kaiser T. R., Watkins C. D. Radio reflection from aurorae. III, The association with geomagnetic phenomena. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1957, v. 11, p. 237—254.
24. Clemmow P. C., Johnson M. A., Weeks K. A note on the motion of a cylindrical irregularity in an ionized medium. — In: The physics of the ionosphere. Report of the physical society conference on the physics of the ionosphere held at the Cavendish laboratory, Cambridge, September 1954. London, 1955, p. 136—139.
25. Cole K. D. A dynamo-theory of the aurora and magnetic disturbance. — «Austr. J. Phys.», 1960, v 13, N 3, p. 484—497.
26. Cole K. D. A note on partial criticism of dynamo-theory of magnetic disturbance. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1962, v. 24, p. 541—543.
27. Cole K. D. Motions of the aurora and radio-aurora and their relationships to ionospheric currents. — «Planet. Space Sci.», 1963, v. 10, p. 129—163.
28. Davis T. N. The morphology of the auroral displays of 1957—1958. I. Statistical analyses of Alaska data — «J. Geophys. Res.», 1962, v. 67, N 1, p. 59—74.
29. Davis T. N. The morphology of the auroral displays of 1957—1958. 2. Detail analyses of Alaska data and analyses of high-latitude data. — «J. Geophys. Res.», 1962, v 67, N 1, p. 75—110.
30. DeWitt R. The occurrence of aurora in geomagnetically conjugate areas. — «J. Geophys. Res.», 1962, v. 67, N 4, p. 1347—1352.
31. Fukushima N. Polar magnetic storms and geomagnetic bays. — «J. Fac. Sci. Univ. Tokyo», 1953, v. 8, p. 293—412.
32. Hultqvist B. Ionospheric absorption of cosmic radio noise. — «Space Sci. Revs.», 1966, v. 5, N 6, p. 771—817.
33. Kampe H. J., Smith M. E., Brown R. M. Winds between 60 and 110 kilometers. — «J. Geophys. Res.», 1962, v. 67, N 11, p. 4243—4257.
34. Kato S. Horizontal wind systems in the ionospheric E region deduced from the dynamo-theory of the geomagnetic S_d -variation. P. 2. Rotating earth. — «J. Geomagn. Geoelectr.», 1956, v. 8, p. 24.
35. Kim J. S., Currie B. W. Horizontal movements of aurora. — «Canad. J. Phys.», 1958, v. 36, p. 160—170.
36. Kim J. S., Kim H. Y. A comment on the papers entitled: «A theory of ionospheric currents associated with aurorae I and II» by J. T. Wever and R. Skinner. — «Canad. J. Phys.», 1964, v. 42, N 3, p. 569—573.
37. Maeda H. On the Geomagnetic S_d -Field. — «J. Geomagn. Geoelectr.», 1959, v. 10, N, 2, p. 66—68.
38. Oguti T. Inter-relation among the upper atmospheric disturbance phenomena. 2. — «Rept. Ion. Space Res. Japan», 1962, v. 16, p. 363—386.

39. O g u t i T. Positive and negative correlations of geomagnetic fluctuations at conjugate-pair stations Syowa base and Reykjavik. — «Report of Ionosph. Sp. Res. Japan», 1968, v. 22, N 3, p. 197—200.
40. O m h o l t A. Electron density in the *E*-layer during auroral displays deduced from measurements of absolute brightness of auroral luminosity. — «J. Atm. Terr. Phys.», 1954, v. 5, p. 243—244.
41. R o b e r t s o n C. S. Magnetic bays at Macquarie Island. — «Astr. J. Phys.», 1960, v. 13, N 3, p. 470—476.
42. U n w i n R. S. Movement of auroral echoes and the magnetic disturbance current system. — «Nature», 1959, v. 183, p. 1044—1045.
43. V e s t i n e E. H. Winds in the upper atmosphere deduced from the dynamo-theory of geomagnetic disturbance. — «J. Geophys. Res.», 1954, v. 59, p. 93—128.

К гл. VI

1. А ф а н а с ь е в а В. И., Ж у л и н И. А., К а л и н и н Ю. Д., М о г и л ь с к и й Э. И. Об энергии магнитных возмущений. — «Геомагн. и аэронавигация», 1964, т. 4, № 6, с. 1127—1130.
2. Б р ю н е л л и Б. Е. О поле *DR*-токов радиационного пояса. — «Геомагн. и аэронавигация», 1966, т. 6, № 6, с. 1076—1082.
3. Б р ю н е л л и Б. Е., П у д о в к и н М. И. Энергетический баланс магнитной бури. — В кн.: Полярные сияния. М., 1968, № 17, с. 79—84.
4. Д е с с л е р А. Д ж., В е с т и н Е. Х. Максимальная полная энергия радиационных поясов. — В кн.: Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли. М., 1962, с. 156—160.
5. Д е с с л е р А. Д ж., П а р к е р Е. Н. Гидромагнитная теория магнитных бурь. — В кн.: Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли. М., 1962, с. 355—382.
6. С т а р к о в Г. В., Ф е л ь д ш т е й н Я. И. Изменение границ овальной зоны полярных сияний. — «Геомагн. и аэронавигация», 1967, т. 7, № 1, с. 62—71.
7. Ш а б а н с к и й В. П. Гидромагнитная и термодинамическая картина магнитной бури. — «Космич. исслед.», 1964, т. 2, № 4, с. 595—602.
8. Э к с ф о р д У. И. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой. Гидродинамические аспекты. — В кн.: Солнечный ветер. М., 1968, с. 267—279.
9. A k a s o f u S.-I., C h a p m a n S. Magnetic storms: the simultaneous development of the main phase (*DR*) and of polar magnetic substorms (*DP*). — «J. Geophys. Res.», 1963, v. 68, N 10, p. 3155—3158.
10. A k a s o f u S.-I., Y o s h i d a S. Growth and decay of the ring current and the polar electrojets. — «J. Geophys. Res.», 1966, v. 71, N 1, p. 231—240.
11. C h a p m a n S. The energy of magnetic storms. — «Geophys. J. Royal Astronomical Society», 1964, v. 8, N 5, p. 514—536.
12. C h a p m a n S., B a r t e l s J. Geomagnetism. Oxford, 1940. 1049 p.
13. P a r k e r E. N. Dynamics of the geomagnetic storm. — «Space Sci. Revs.», 1962, v. 1, p. 62—99.
14. S c k o p k e N. A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field near the Earth. — «J. Geophys. Res.», 1966, v. 71, N 13, p. 3125—3130.
15. S i s c o e G. L. The virial theorem applied to magnetospheric dynamics. — «J. Geophys. Res.», 1970, v. 75, N 28, p. 5340—5350.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Авроральная плазма *см.* Плазма авроральная
Авроральный электроджет *см.* Модель; Конвекция плазмы
Альвеновский параметр 61
— слой 68, 73
Аннигиляция магнитного поля 38—40, 47
Бухта геомагнитная 99
— рнометрическая 112—115
Ветер в ионосфере 128—132, 174—177, 178—182
— нейтральный *см.* Дрейф неоднородностей
— солнечный 13
Возмущение геомагнитное 13, 21—31, 98—100, 111—115, 121—123, 126
— *DP1* 100—115, 142—147
— *DP2* 100, 115—123
— *DP3* 123—126
— ионосферное 111—115, 126
Волна ленгмюровская *см.* Ленгмюровская волна
Время жизни авроральных электронов 94
— — *DR*-пояса 197, 198
— конвекции 95
Высыпание частиц 16—18, 63, 64, 94—97
Данжл модель *см.* Модель; Конвекция плазмы
Декремент затухания ленгмюровской волны 81
Динамо-теория 174—191
Диссипация энергии 79
— — *DR*-пояса 197—199
— — ленгмюровской волны 79—81
Диффузия частиц по pitch-углам 85—94
Дрейф инерционный 69
— неоднородностей 131, 155, 156, 174, 175, 181
DR-ток *см.* Время жизни; Диссипация; Энергия
Зона высыпания частиц *см.* Высыпание частиц
— дрейфа неоднородностей 155, 156, 174, 175, 181
Йека — Эксфорда модель *см.* Модель; Пересоединение силовых линий
Касп дневной 11, 126
— ночной 11
Карлсона модель *см.* Модель; Конвекция плазмы
Кейнела — Петчека модель *см.* Модель; Пересоединение силовых линий
Классификация геомагнитных возмущений 98—100
Конвекция плазмы 33, 34, 60—75, 95—97
Конфигурация зон высыпания частиц 16—18
— продольных токов 158—161
— силовых линий 14, 15, 18, 19
Комплексная проводимость *см.* Проводимость комплексная
Коэффициент диффузии частиц по pitch-углам 85—87
Критическая интенсивность продольных токов 135, 146
Кроше геомагнитные 157, 158
Ленгмюровская волна 81
Магнитосфера 11, 18—20
Метод наблюдения ветра в ионосфере *см.* Ветер в ионосфере

— — электрического поля 147—152
Механизм выпадения частиц 94—97
— генерации магнитосферного поля 32—37

Модель Альвена 60—64

— Данжи 34
— Йеха — Эксфорда 42—49
— закрытая 11, 18
— Карлсона, 69—75
— Кеннела — Петчека 41, 42
— открытая 18, 19
— продольных токов 144—147
— Свита — Паркера 39—41
— Хельмера 65—68
— Эксфорда — Хайнса 33, 34

Параметры авроральной плазмы 10,

11

— аврорального электроджета 106
— альвеновский *см.* Альвеновский параметр

— солнечного ветра 13

Пересоединение силовых линий 35, 37—49

Плазма авроральная 10, 11, 16, 17
Поле электрическое ионосферное 127—172

— — магнитосферное 25, 113, 154, 156

Проводимость комплексная 79, 80

Распределение ветра *см.* Ветер в ионосфере

— плазмы *см.* Плазма авроральная

— электрического поля 152—158, 164—168

Свита — Паркера модель *см.* Модель; Пересоединение силовых линий
Система токовая трехмерная 142—146

— — эквивалентная 100—105, 115—120

Снятия полярные 11, 16—18, 106—111

Слой альвеновский *см.* Альвеновский слой

— плазменный 11

Токи инерционные (поляризацонные) 36

— продольные 134, 139—141, 143
— растекания 143—147, 154—158

Уравнение диффузии 87

— Фоккера — Планка 84, 85,

Функция распределения частиц в конусе потерь 87—92

Хельмера модель *см.* Модель; Конвекция плазмы

Эксфорда — Хайнса модель *см.* Модель; Конвекция плазмы

Электроджет авроральный 106—115

Энергия бури магнитной 192—200

— *DR*-тока 200

*Михаил Иванович Пудовкин,
Олег Михайлович Распопов,
Наталья Георгиевна Клейменова*

Возмущения электромагнитного поля земли

Часть I

Полярные магнитные возмущения

Редактор Т. В. Мызникова

Техн. редактор Е. Г. Учасова, Корректоры Е. К. Терентьева, Э. А. Горелик

М-04183. Сдано в набор 31/VII 1974 г. Подписано к печати 22/V 1975 г. Формат бум. 60×90^{1/16}. Бумага тип. № 3. Уч.-изд. л. 14,74. Печ. л. 13,75. Бум. л. 6,87. Тираж 1170 экз. Заказ 1617. Цена 1 р. 58 к. в переплете.

Издательство ЛГУ имени А. А. Жданова. 199164, Ленинград,
Университетская наб., 7/9.

Отпечатано в типографии издательства газеты «Курская Правда» г. Курск, ул. Ленина, 77 с матриц ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского производственно-технического объединения «Печатный Двор» имени А. М. Горького Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 197136, Ленинград, П-136, Гатчинская ул., 26.